

Schwinger機構の最近の理論的發展

田屋 英俊

理研iTHEMS

2022/9/8 @ 関西光科学研究所

今日の話

言いたいこと

- Schwinger機構の最近の発展に関して (自分のいくつかの仕事を軸に) レビュー
- 特に、定常電場を超えた、時間依存電場による粒子生成の理解の進展
⇒ 単なる技術的な進展ではなくて、物理として新しいこともいろいろ出てくる
- 色んな分野(半導体、素核宇、...)と接点があるので、いろいろと学ぶ/輸出するべき

1. イントロダクション: Schwinger機構の基礎

- **Strong-field QEDの理論のレビュー**: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HT](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. 電場が時間依存すると素朴なトンネリング描像から大きく変わること

- **非摂動・摂動的物理の移り変わり**: [HT](#), Fujii, Itakura, PRD 90, 014039 (2014) [arXiv:1405.6182]
[HT](#), Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai, JHEP 03, 082 (2021) [arXiv:2010.16080]
- **QED版Franz-Keldysh効果とdynamically assisted Schwinger機構**: [HT](#), PRD 99, 056006 (2019) [arXiv:1812.03630]

3. 時間依存電場のSchwinger機構の応用: 真空から「***」をつくる

- **真空からのスピン流生成**: Huang, Matsuo, [HT](#), PTEP 2019, 113B02 (2019) [arXiv:1904.07593]
Huang, [HT](#), PRD 100, 016013 (2019) [arXiv:1904.08200]
- **真空からの高次高調波発生**: [HT](#), Hongo, Ikeda, PRB 104, L140305 (2021) [arXiv:2105.12446]

Schwinger機構

[Sauter (1932)] [Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]

✓ 真空中に強く遅い電場を当てると、量子トンネルによって粒子対が生成



Schwinger機構

[Sauter (1932)] [Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]

✓ 真空中に強く遅い電場を当てると、量子トンネルによって粒子対が生成



• 定常電場するとき (\approx 電場が十分に遅いとき) はとてもよくわかっている: **Schwingerの公式**

$$N_{e^{\pm}} = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right] \sim \exp[-\# \times (\text{gap height}) \times (\text{gap length})]$$

Schwinger機構

[Sauter (1932)] [Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]

✓ 真空中に強く遅い電場を当てると、量子トンネルによって粒子対が生成



• 定常電場するとき (\approx 電場が十分に遅いとき) はとてもよくわかっている: **Schwingerの公式**

$$N_{e^\pm} = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right] \sim \exp[-\# \times (\text{gap height}) \times (\text{gap length})]$$

• 楽しさ

陽に非摂動 \Rightarrow 場の理論の非摂動的側面を学ぶ良い題材

(cf. 英語版wikiの“Non-perturbative”を見ると最初に出てくる物理的な具体例がSchwinger機構)

真空の過程 \Rightarrow 基礎的な重要性。すべての物理過程は真空の上で起こる。

現象論的に楽しい \Rightarrow 実験的にはまだ未検証だが、実験が可能になりつつある

(次のスライド)

極限状況の物理を理解する上でしばしば大事

類似の現象がいろんな分野で起こる

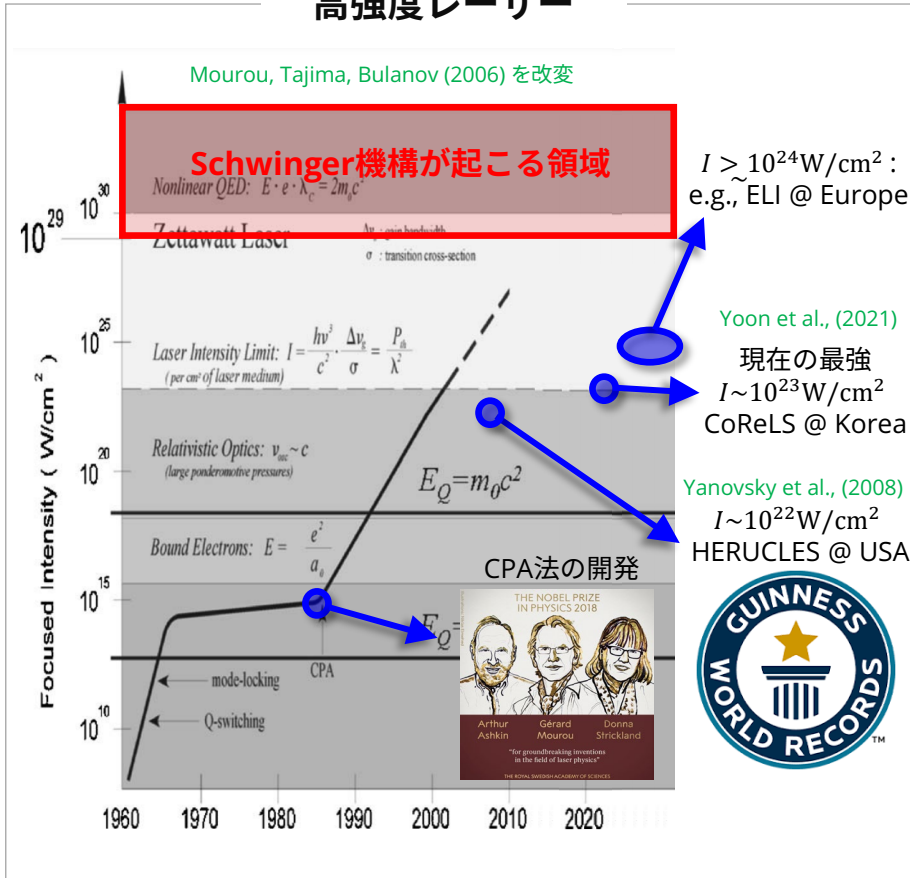
Schwinger機構はどこで起こり得るか

✓ 強い電場 $eE \gtrsim m^2 \sim (0.5 \text{ MeV})^2 \sim 10^{18} \text{ V/m}$ ($I \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$) がある系 $\because N_{e^\pm} \propto \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right]$

Schwinger機構はどこで起こり得るか

✓ 強い電場 $eE \gtrsim m^2 \sim (0.5 \text{ MeV})^2 \sim 10^{18} \text{ V/m}$ ($I \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$) がある系 $\therefore N_{e^\pm} \propto \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right]$

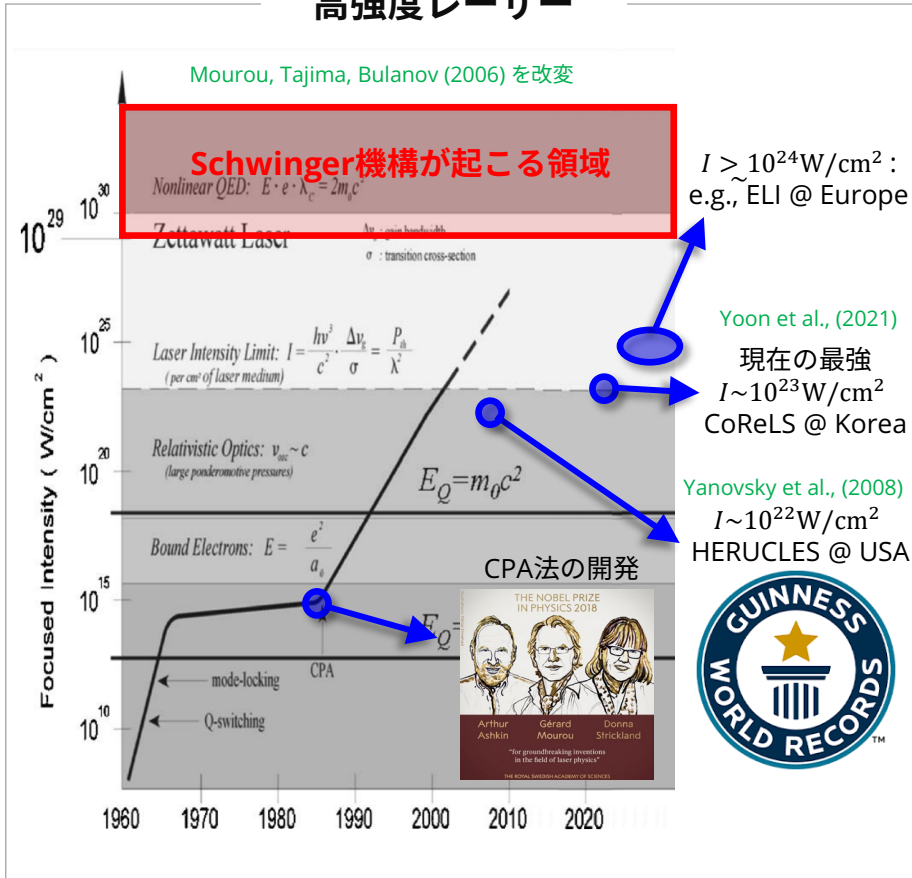
高強度レーザー



Schwinger機構はどこで起こり得るか

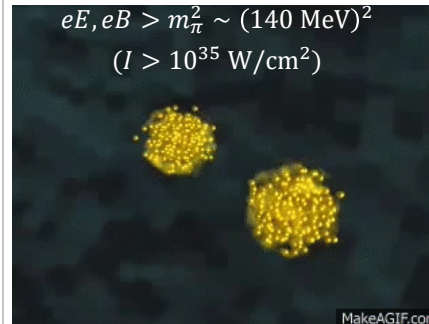
✓ 強い電場 $eE \gtrsim m^2 \sim (0.5 \text{ MeV})^2 \sim 10^{18} \text{ V/m}$ ($I \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$) がある系 $\therefore N_{e^\pm} \propto \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right]$

高強度レーザー



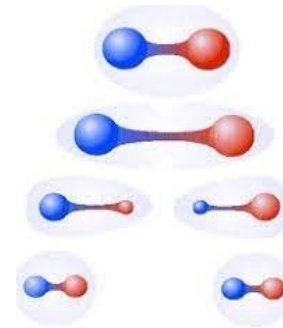
素核宇の極限状況の物理系

・ 重イオン衝突

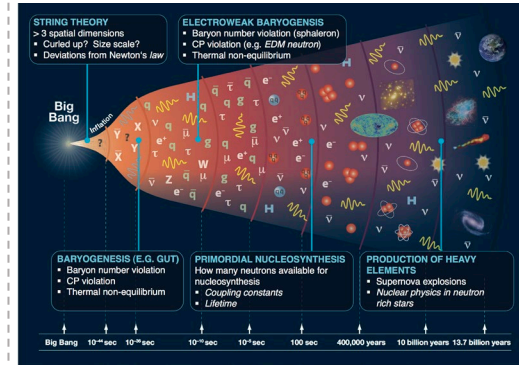


RHIC, LHC加速器で今後も実験

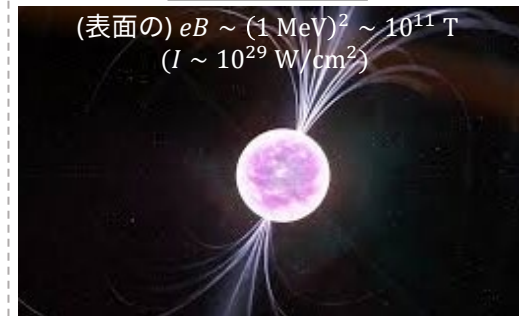
・ QCDのstring breaking



・ 初期宇宙



・ マグネター

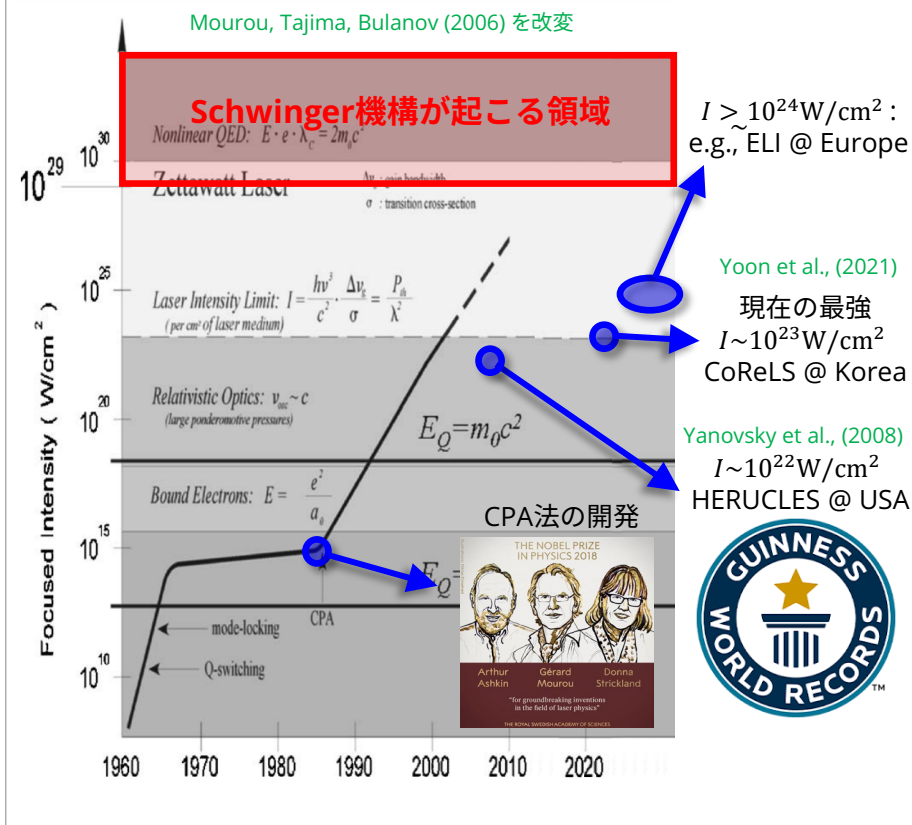


IXPE衛星やXL-Calibur気球が最近打上げ

Schwinger機構はどこで起こり得るか

✓ 強い電場 $eE \gtrsim m^2 \sim (0.5 \text{ MeV})^2 \sim 10^{18} \text{ V/m}$ ($I \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$) がある系 $\therefore N_{e^\pm} \propto \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right]$

高強度レーザー

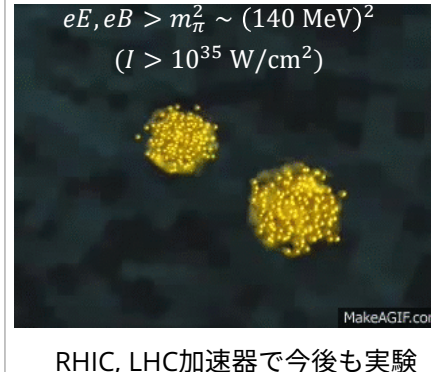


類似の物理系

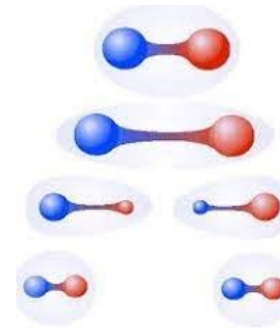
- 物性系の絶縁破壊 (Landau-Zener遷移): 半導体、グラフェン、冷却原子系、強相関物質 (e.g., Mott絶縁体)、 ...
- 電場でなく、他の強い場もOK: Hawking放射 (重力場)、宇宙の再加熱 (インフラトン場)、動的カシミア効果 (振動)、モノポール生成 (磁場)、 ...

素核宇の極限状況の物理系

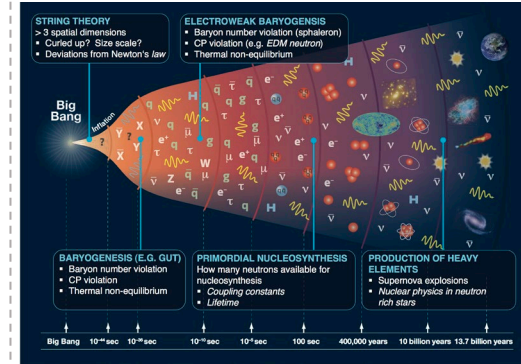
• 重イオン衝突



• QCDのstring breaking



• 初期宇宙



• マグネター



Schwingerの公式を超える必要

定常電場のときはよくわかっている (Schwingerの公式): $N_{e^\pm} = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right]$

これら物理系をちゃんと理解するためにはSchwingerの公式を超えることが必須

Schwingerの公式を超える必要

定常電場のときはよくわかっている (Schwingerの公式):
$$N_{e^\pm} = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right]$$

これら物理系をちゃんと理解するためにはSchwingerの公式を超えることが必須

✓ 時空間に依存した非一様な電磁場

- レーザー場をどうデザインすれば、Schwinger機構が見えるのか? ⇒ dynamically assisted Schwinger mech., 量子干渉効果, etc
- Schwinger機構を起こすためにはどれくらいの時空間サイズの電場が要るのか? ⇒ ケルディッシュパラメータ, etc
- 磁場はSchwinger機構をどう変えるのか? ⇒ 粒子生成の増大/抑制, スピン依存, カイラリティ生成, ...

✓ 実時間ダイナミクス

- 粒子はいつどうやって作られ、その後、どういう運動をするのか? ⇒ (超)断熱粒子描像, etc
- 粒子生成によって電場はどうやって遮蔽され、熱平衡化してゆくのか? ⇒ プラズマ振動, QED cascade, 流体化, etc

✓ 輻射補正

- 真空が崩壊してることで新しく起こる放射過程はあるか? ⇒ 真空からの光子生成, 真空からの高次高調波発生, etc
- 輻射補正で臨界電場の値は変わるか? ⇒ Ritus conjecture, (AdS/CFTによる) 電場強度の限界の予言, etc

✓ ...

より詳細や文献(1000+refs)は、Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HI](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

今日の話

1. イントロダクション: Schwinger機構の基礎

- Strong-field QEDの理論のレビュー: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HT](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. 電場が時間依存すると素朴なトンネリング描像から大きく変わること

- 非摂動・摂動的物理の移り変わり: [HT](#), Fujii, Itakura, PRD 90, 014039 (2014) [arXiv:1405.6182]
[HT](#), Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai, JHEP 03, 082 (2021) [arXiv:2010.16080]
- QED版Franz-Keldysh効果とdynamically assisted Schwinger機構: [HT](#), PRD 99, 056006 (2019) [arXiv:1812.03630]

3. 時間依存電場のSchwinger機構の応用: 真空から「***」をつくる

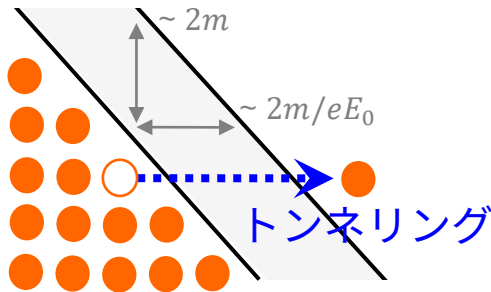
- 真空からのスピン流生成: Huang, Matsuo, [HT](#), PTEP 2019, 113B02 (2019) [arXiv:1904.07593]
Huang, [HT](#), PRD 100, 016013 (2019) [arXiv:1904.08200]
- 真空からの高次高調波発生: [HT](#), Hongo, Ikeda, PRB 104, L140305 (2021) [arXiv:2105.12446]

4. まとめ

電場が「速い」と摂動的なn光子過程が支配 (1/2)

✓ 強さ eE_0 、周波数 Ω を持った時間依存電場

遅い \Rightarrow 非摂動トンネリング $N \sim \exp[\# / eE_0]$



$$\text{トンネリング時間 } \Delta t \sim \frac{2m}{eE_0}$$

\Rightarrow 電場は Δt よりも十分遅くないといけない

$$\Rightarrow \Omega^{-1} \gtrsim \Delta t$$

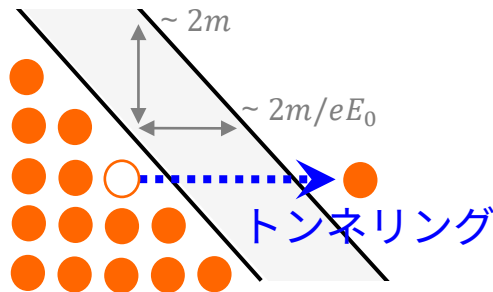
$$\Rightarrow 1 \gtrsim \frac{\Delta t}{\Omega^{-1}} = \frac{\Omega m}{eE_0} \equiv \gamma \text{ (Keldysh parameter)}$$

[Keldysh (1965)]

電場が「速い」と摂動的なn光子過程が支配 (1/2)

✓ 強さ eE_0 、周波数 Ω を持った時間依存電場

遅い \Rightarrow 非摂動トンネリング $N \sim \exp[\#/eE_0]$



$$\text{トンネリング時間 } \Delta t \sim \frac{2m}{eE_0}$$

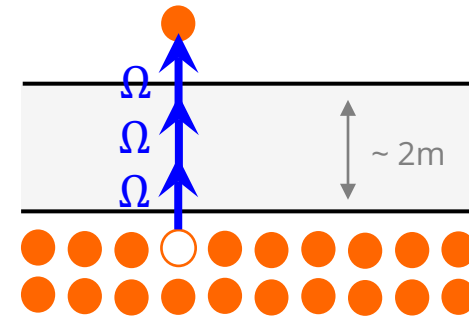
\Rightarrow 電場は Δt よりも十分遅くないといけない

$$\Rightarrow \Omega^{-1} \gtrsim \Delta t$$

$$\Rightarrow 1 \gtrsim \frac{\Delta t}{\Omega^{-1}} = \frac{\Omega m}{eE_0} \equiv \gamma \text{ (Keldysh parameter)}$$

[Keldysh (1965)]

速い \Rightarrow 摂動的な光子散乱 $N \sim eE_0^{2n}$



\Rightarrow 電場はインコヒーレントな光子として相互作用しだす

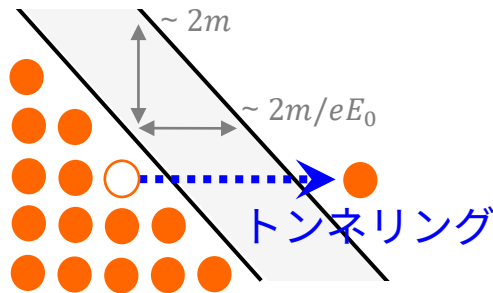
$\Rightarrow n\Omega > 2m$ となるときに粒子生成

(違う理解: 電場が短寿命だと、電場とDiracの海は有限回しか相互作用できない)

電場が「速い」と摂動的なn光子過程が支配 (1/2)

✓ 強さ eE_0 、周波数 Ω を持った時間依存電場

遅い \Rightarrow 非摂動トンネリング $N \sim \exp[\#/eE_0]$



$$\text{トンネリング時間 } \Delta t \sim \frac{2m}{eE_0}$$

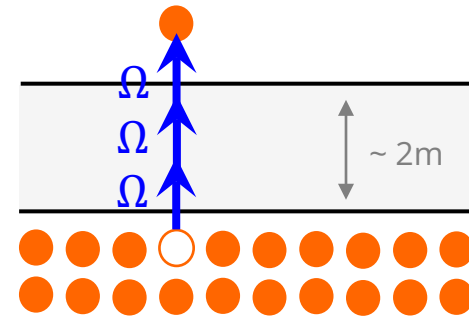
\Rightarrow 電場は Δt よりも十分遅くないといけない

$$\Rightarrow \Omega^{-1} \gtrsim \Delta t$$

$$\Rightarrow 1 \gtrsim \frac{\Delta t}{\Omega^{-1}} = \frac{\Omega m}{eE_0} \equiv \gamma \text{ (Keldysh parameter)}$$

[Keldysh (1965)]

速い \Rightarrow 摂動的な光子散乱 $N \sim eE_0^{2n}$



\Rightarrow 電場はインコヒーレントな光子として相互作用しだす

$\Rightarrow n\Omega > 2m$ となるときに粒子生成

(違う理解: 電場が短寿命だと、電場とDiracの海は有限回しか相互作用できない)

\Rightarrow 物質で起こる光電効果と本質的に同じ現象がQED真空でも起こる

\Rightarrow この描像はだいたい正しいが、少し注意が必要

電場が「速い」と摂動的なn光子過程が支配 (2/2)

✓ 理論: 非摂動/摂動の移り変わりは半古典近似で“確かめられた”、と言われてる

- 半古典近似 = \hbar 展開 (トランスシリーズ展開)

$$N = \sum_{n,m} N_{n,m} \hbar^n e^{-mS/\hbar} = (N_{0,1} + O(\hbar)) e^{-S/\hbar} + O(e^{-2S/\hbar})$$

- Steepest descent analysis [Brezin, Itzykson (1970)]
- Imaginary-time method [Popov (1972)]
- Divergent asymptotic series method [Berry (1989)]
- Worldline instanton method [Dunne, Shubert (2005)]
- (exact) WKB [HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]
- ...

- \hbar 展開 \approx Ω が小さい展開 $\because i\hbar\partial_t\psi = H(\Omega t)\psi \xrightarrow{\tau \equiv t/\hbar} i\partial_\tau\psi = H(\hbar\Omega\tau)\psi$

電場が「速い」と摂動的なn光子過程が支配 (2/2)

✓ 理論: 非摂動/摂動の移り変わりは半古典近似で“確かめられた”、と言われてる

- 半古典近似 = \hbar 展開 (トランスシリーズ展開)

$$N = \sum_{n,m} N_{n,m} \hbar^n e^{-mS/\hbar} = (N_{0,1} + O(\hbar)) e^{-S/\hbar} + O(e^{-2S/\hbar})$$

- Steepest descent analysis [Brezin, Itzykson (1970)]
- Imaginary-time method [Popov (1972)]
- Divergent asymptotic series method [Berry (1989)]
- Worldline instanton method [Dunne, Shubert (2005)]
- (exact) WKB [HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]
- ...

- \hbar 展開 \approx Ω が小さい展開 $\because i\hbar\partial_t\psi = H(\Omega t)\psi \xrightarrow{\tau \equiv t/\hbar} i\partial_\tau\psi = H(\hbar\Omega\tau)\psi$

[Brezin, Itzykson (1970)] [Popov (1972)]

- 結果: たしかにKeldysh parameter $\gamma \equiv \frac{m\Omega}{eE_0}$ だけの大小で非摂動/摂動物理が移り変わる

$$N \sim \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE_0} g(\gamma)\right] \xrightarrow{\text{例: } eE(t) = eE_0 \cos(\Omega t)} \begin{cases} N = e^{-\pi \frac{m^2}{eE_0}} & (\text{遅い極限 } \gamma \ll 1) \\ N = \# (eE_0) \frac{2m}{\Omega} & (\text{速い極限 } \gamma \gg 1) \end{cases}$$

電場が「速い」と摂動的なn光子過程が支配 (2/2)

✓ 理論: 非摂動/摂動の移り変わりは半古典近似で“確かめられた”、と言われてる

- 半古典近似 = \hbar 展開 (トランスシリーズ展開)

$$N = \sum_{n,m} N_{n,m} \hbar^n e^{-mS/\hbar} = (N_{0,1} + O(\hbar)) e^{-S/\hbar} + O(e^{-2S/\hbar})$$

- Steepest descent analysis [Brezin, Itzykson (1970)]
- Imaginary-time method [Popov (1972)]
- Divergent asymptotic series method [Berry (1989)]
- Worldline instanton method [Dunne, Shubert (2005)]
- (exact) WKB [HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]
- ...

- \hbar 展開 $\approx \Omega$ が小さい展開 $\because i\hbar\partial_t\psi = H(\Omega t)\psi \xrightarrow{\tau \equiv t/\hbar} i\partial_\tau\psi = H(\hbar\Omega\tau)\psi$

[Brezin, Itzykson (1970)] [Popov (1972)]

- 結果: たしかにKeldysh parameter $\gamma \equiv \frac{m\Omega}{eE_0}$ だけの大小で非摂動/摂動物理が移り変わる

$$N \sim \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE_0} g(\gamma)\right] \xrightarrow{\text{例: } eE(t) = eE_0 \cos(\Omega t)} \begin{cases} N = e^{-\pi \frac{m^2}{eE_0}} & (\text{遅い極限 } \gamma \ll 1) \\ N = \# (eE_0) \frac{2m}{\Omega} & (\text{速い極限 } \gamma \gg 1) \end{cases}$$

✓ 現実: 半古典近似の議論を妄信するのは危険

[Sevostyanov, Aleksandrov, Plunien, Shabaev (2020)]

- 速い極限 $\gamma \gg 1$ で半古典近似は危ない (LCFAはもっと危ない)

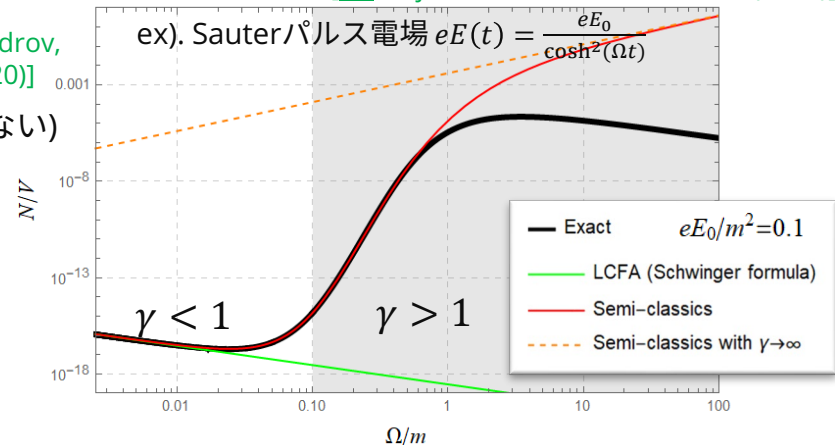
⇒ Q1: $\gamma \gg 1$ で本当は何が起きているのか?

- γ だけで物理がコントロールされるのは不自然

\because もともと3つの次元量があった: m, eE_0, Ω

⇒ 2つの無次元量が作れる ⇒ Q2: γ 以外の無次元量は関係するか/しないか?

[HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]



1光子過程の重要性

[HI, Fujii, Itakura (2014)]

[HI, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]

✓ 答え: 1光子過程が思ったよりも早く支配的になる



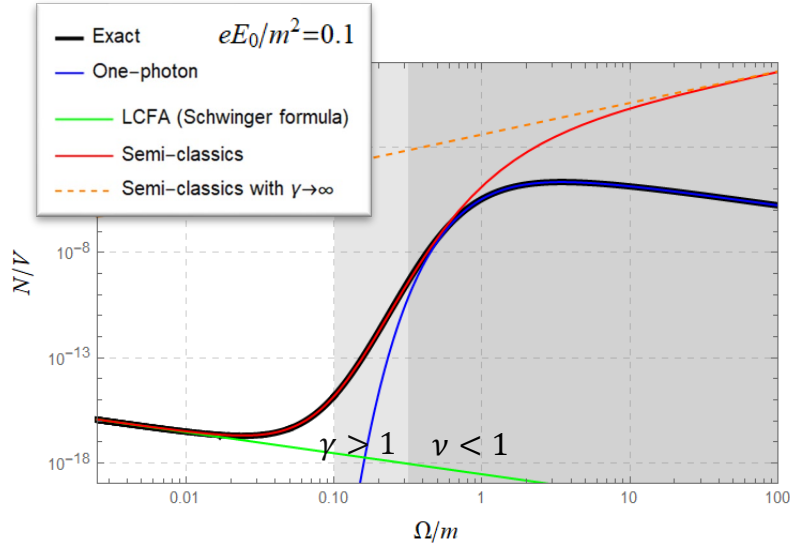
1光子過程の重要性

[HI, Fujii, Itakura (2014)]
 [HI, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]

✓ 答え: 1光子過程が思ったよりも早く支配的になる



✓ Sauterパルス電場の場合の比較: $eE(t) = \frac{eE_0}{\cosh^2(\Omega t)}$



- $\gamma \gg 1$ では実際には1光子過程が効いている
 ⇒ n光子過程が効いているのは中間領域
- 1光子過程が支配する領域で粒子生成が最大化
 ⇒ 時間依存電場の方が多くの粒子を作れる
 ⇒ レーザーをデザインしたりするときに見える
 (次のdynamically assisted Schwinger mech. の話)

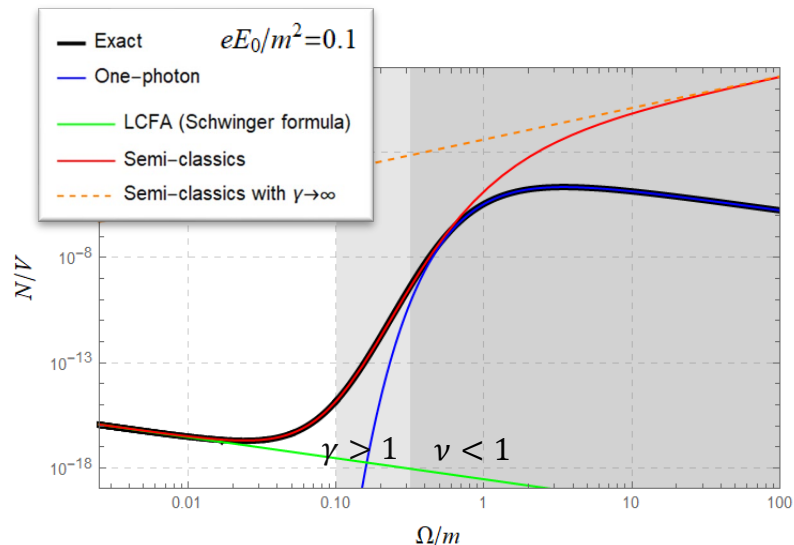
1光子過程の重要性

[HI, Fujii, Itakura (2014)]
 [HI, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]

✓ 答え: 1光子過程が思ったよりも早く支配的になる



✓ Sauterパルス電場の場合の比較: $eE(t) = \frac{eE_0}{\cosh^2(\Omega t)}$



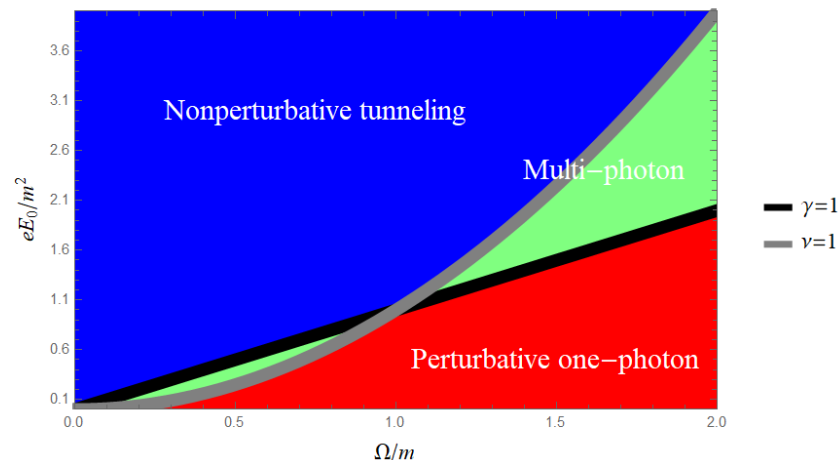
- $\gamma \gg 1$ では実際には1光子過程が効いている
 \Rightarrow n光子過程が効いているのは中間領域
- 1光子過程が支配する領域で粒子生成が最大化
 \Rightarrow 時間依存電場の方が多くの粒子を作れる
 \Rightarrow レーザーをデザインしたりするとき使える
 (次のdynamically assisted Schwinger mech. の話)

✓ Schwinger機構の“相図”

- 2つの無次元パラメーター: $\gamma = \frac{m\Omega}{eE_0}$, $\nu \equiv \frac{eE_0}{\Omega^2}$
 が粒子生成が非摂動/摂動的かを判別する

$\gamma \gg 1, \nu \ll 1 \Rightarrow$ 摂動的な1光子過程

$\gamma \ll 1, \nu \gg 1 \Rightarrow$ 非摂動的なトンネリング

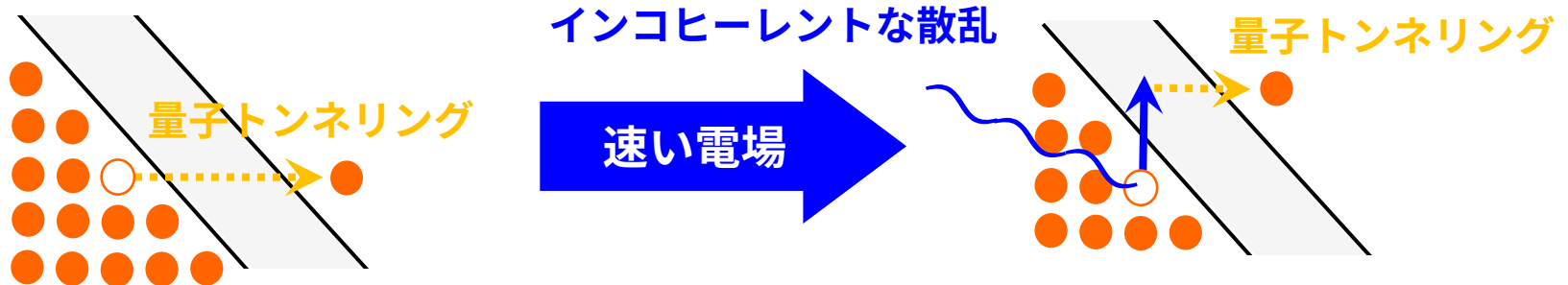


1光子過程を利用したSchwinger機構の増幅法: dynamically assisted Schwinger mechanism

✓ 強く遅い電場 と (弱く)速い電場 が混じった状況だと何が起こるか？

⇒ 粒子生成の増大: dynamically assisted Schwinger mechanism

[Dunne, Gies, Schutzhold (2008), (2009)] [Piazza et al (2009)]



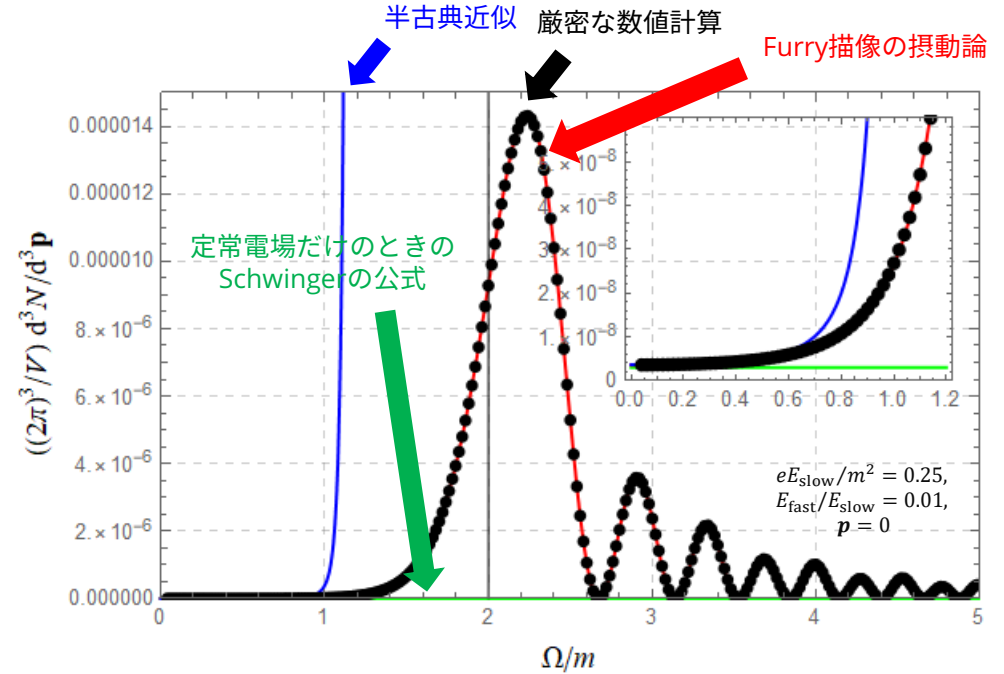
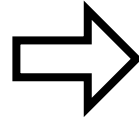
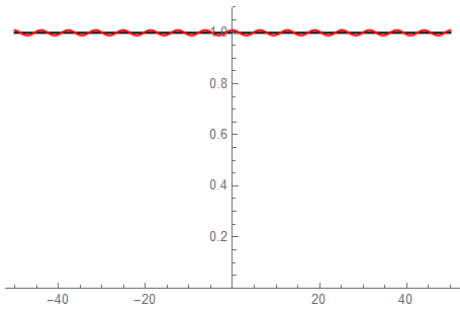
$N \sim \exp[-\# \times (\text{gap height}) \times (\text{gap length})] \Rightarrow$ 粒子生成の増大

↑ ↑
インコヒーレントな1光子散乱で減る

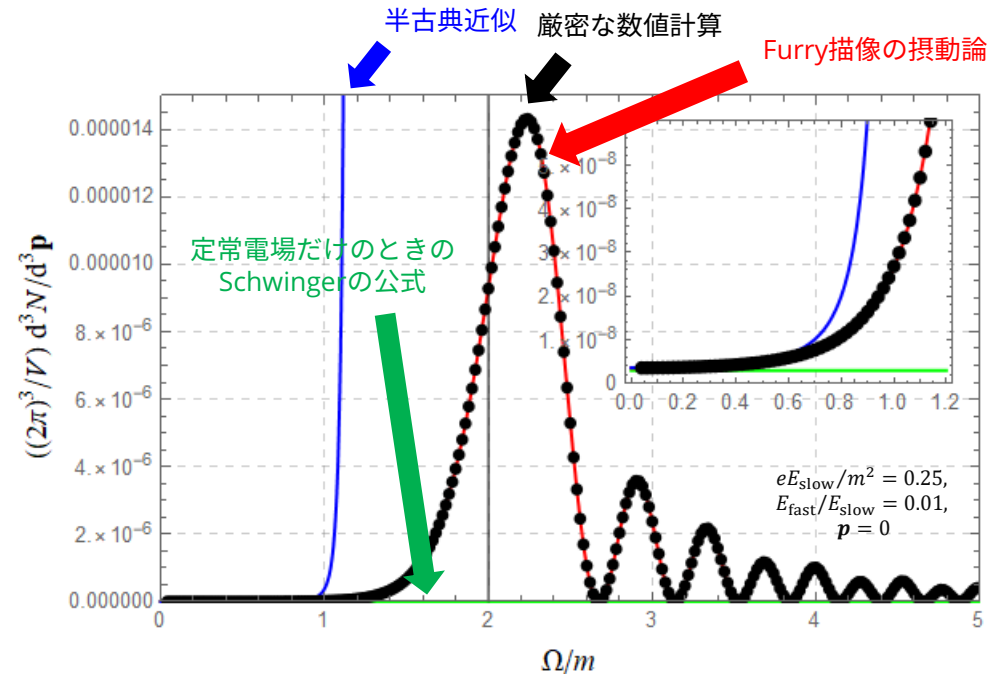
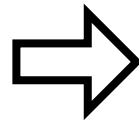
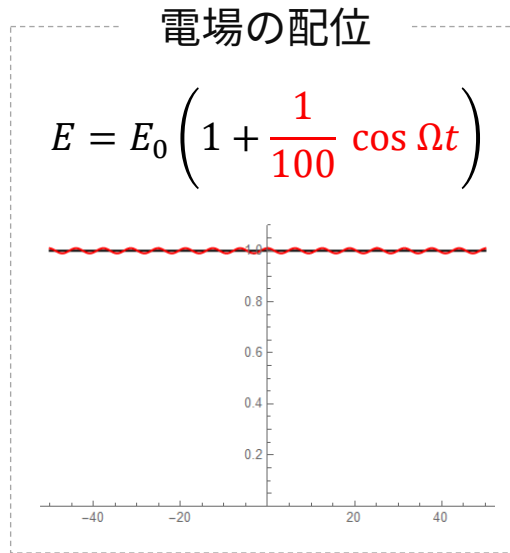
理論計算の結果: (運動量 $p=0$ の) 粒子数

電場の配位

$$E = E_0 \left(1 + \frac{1}{100} \cos \Omega t \right)$$

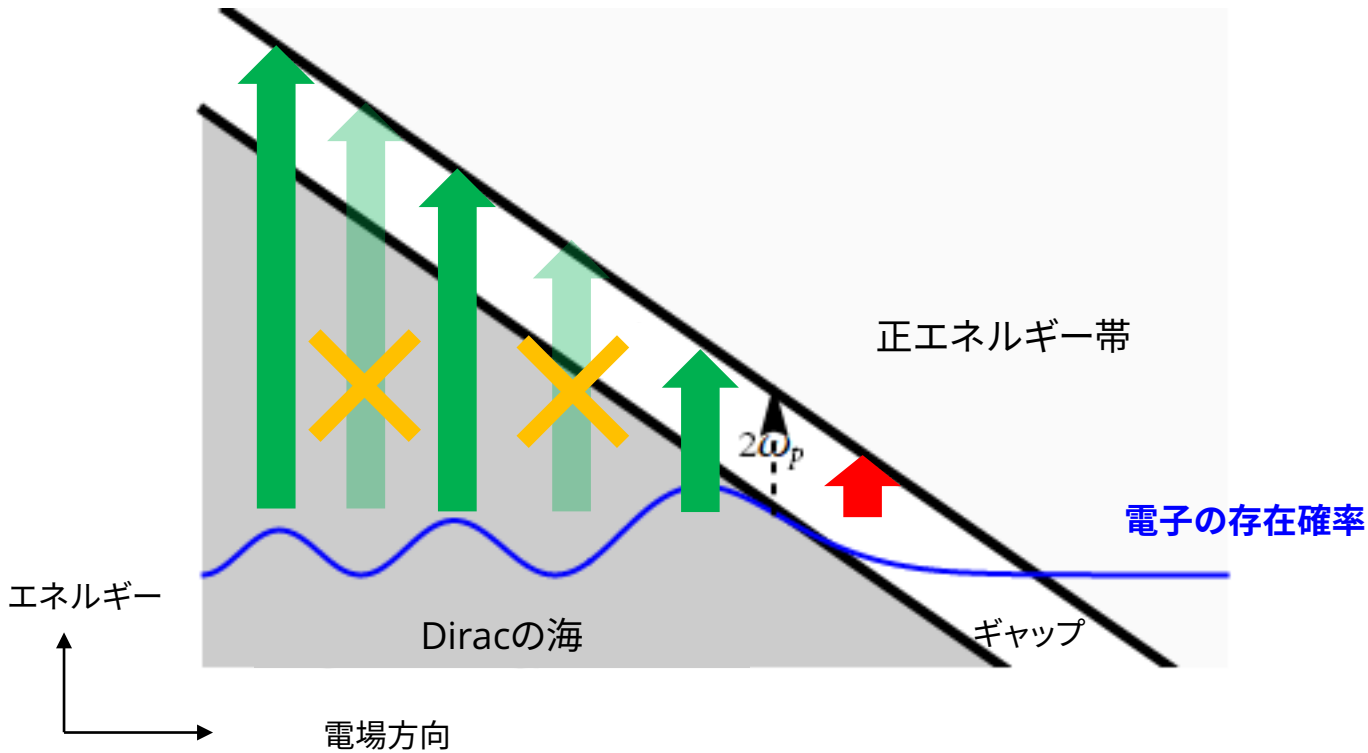


理論計算の結果: (運動量 $p=0$ の) 粒子数

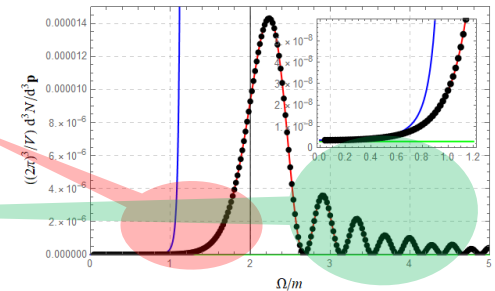


- 技術的進展: Furry描像の摂動論という解析的手法が非常に良い** [HT, (2019)] [Huang, HT, (2019)] [Torgimsson et al., (2017), (2018)]
 半古典近似が使えるのはあくまで低周波領域のみ
 - 物理的進展: dynamically assisted Schwinger mechanismは単に粒子数を増大するだけでない**
 - 1光子過程のピークが上にズれる $\Omega > 2m \approx$ 定常電場中での電子の有効質量の増加
 - 高周波領域で振動パターンが出る
- cf) 振動電場中の Pondermotive energy
- ⇐ バンド描像によって直感的に理解できる (次のスライド)

バンド描像による理解



- 量子トンネリング ⇒ **粒子生成の増大**
- 量子反射 ⇒ **粒子生成の振動**

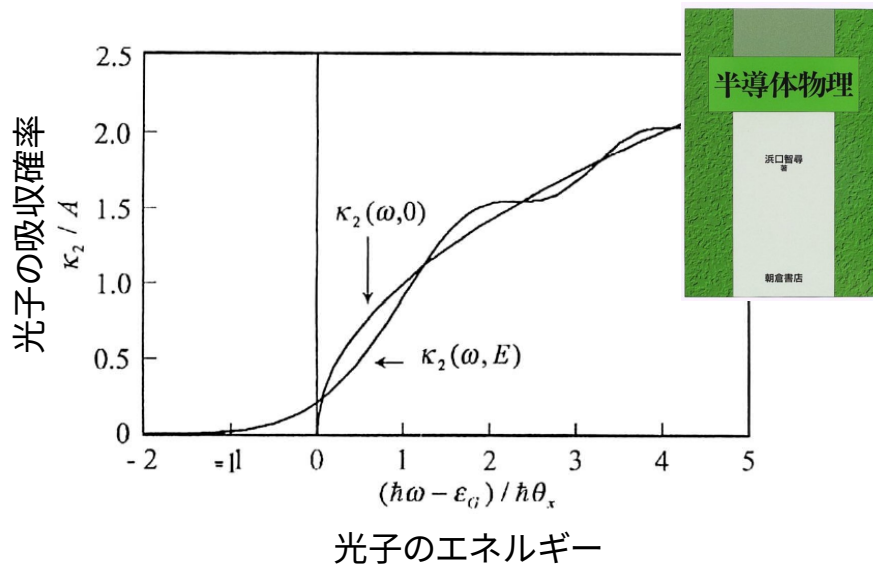


Dynamically assisted Schwinger mechanismでの粒子生成スペクトルは、
強い電場中のQED真空(Diracの海)の構造を反映する

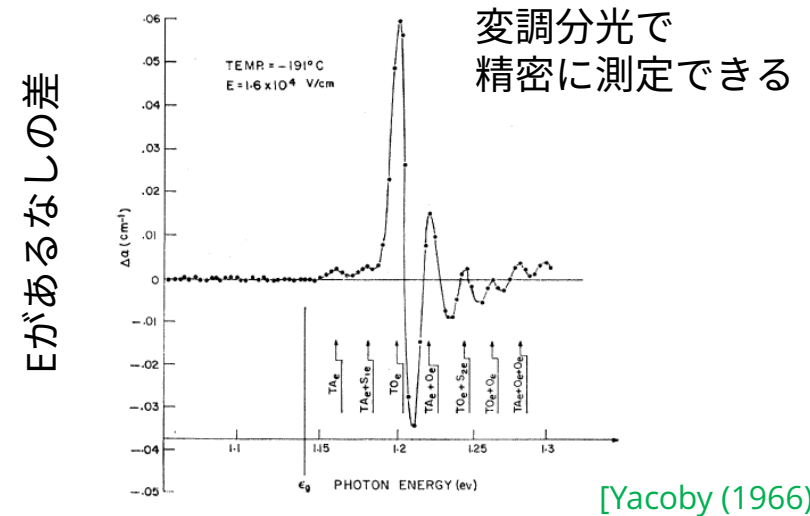
半導体物理のFranz-Keldysh効果との関係 (1/2)

- ✓ 本質的に同じ状況設定の問題が半導体物理では50年代から議論されている
 - ⇒ 物質に強い電場をかけ、そこに光子を打ち込んで光子の吸収確率を測る
 - ⇒ Franz-Keldysh効果なる増幅・振動パターンが出る [Franz (1958)] [Keldysh (1958)]

理論計算



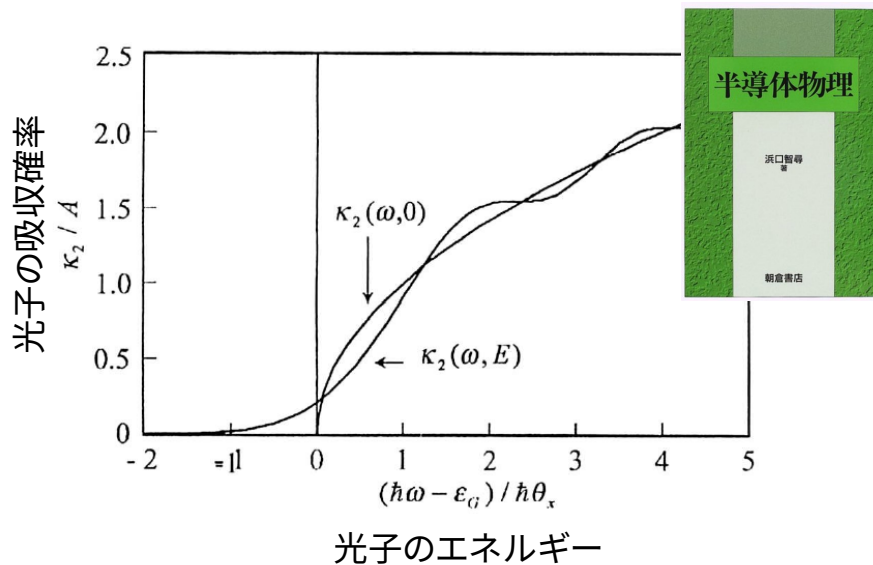
実験 (w/ Si)



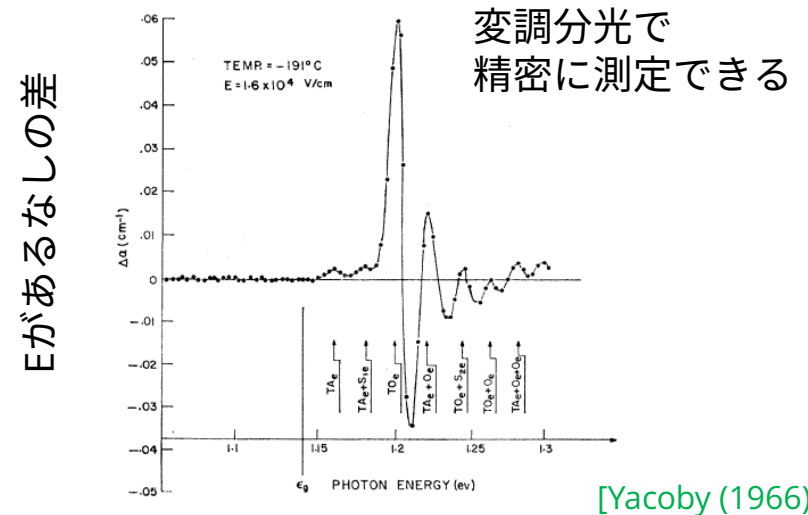
半導体物理のFranz-Keldysh効果との関係 (1/2)

- ✓ 本質的に同じ状況設定の問題が半導体物理では50年代から議論されている
 - ⇒ 物質に強い電場をかけ、そこに光子を打ち込んで光子の吸収確率を測る
 - ⇒ Franz-Keldysh効果なる増幅・振動パターンが出る [Franz (1958)] [Keldysh (1958)]

理論計算



実験 (w/ Si)

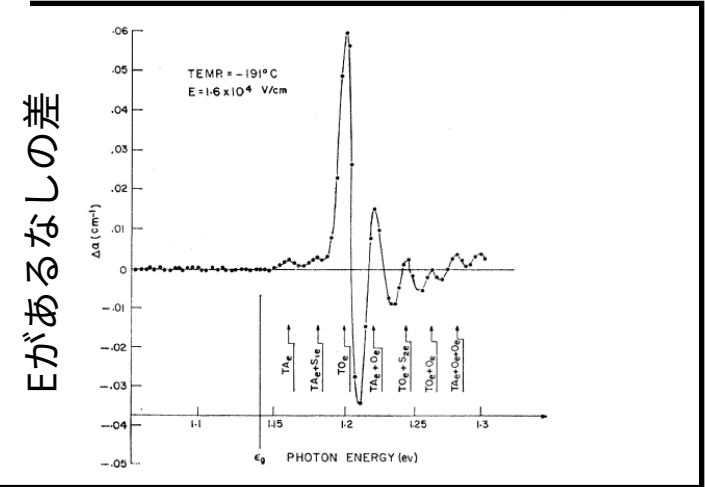
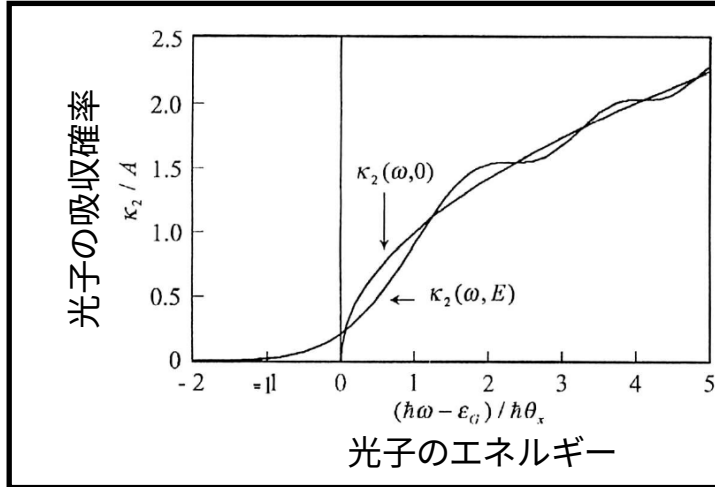


- ✓ 光子の吸収は、微視的には、粒子対生成によって起こる

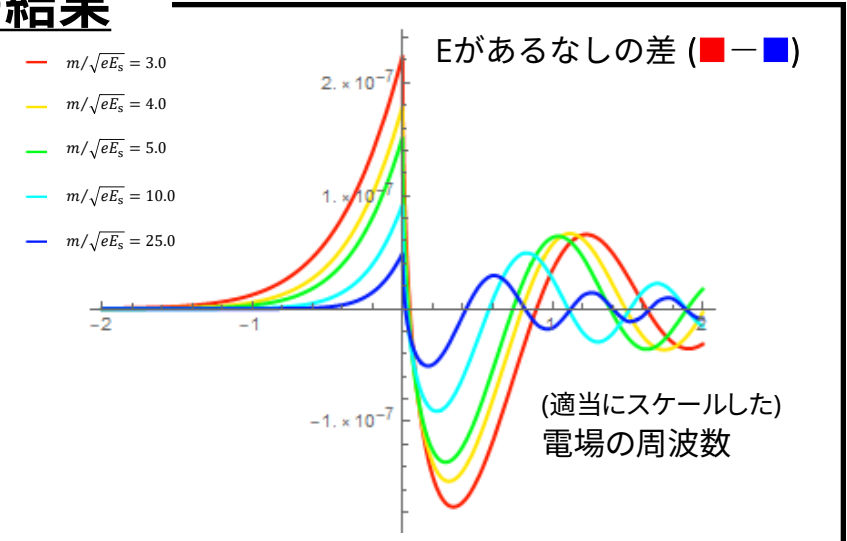
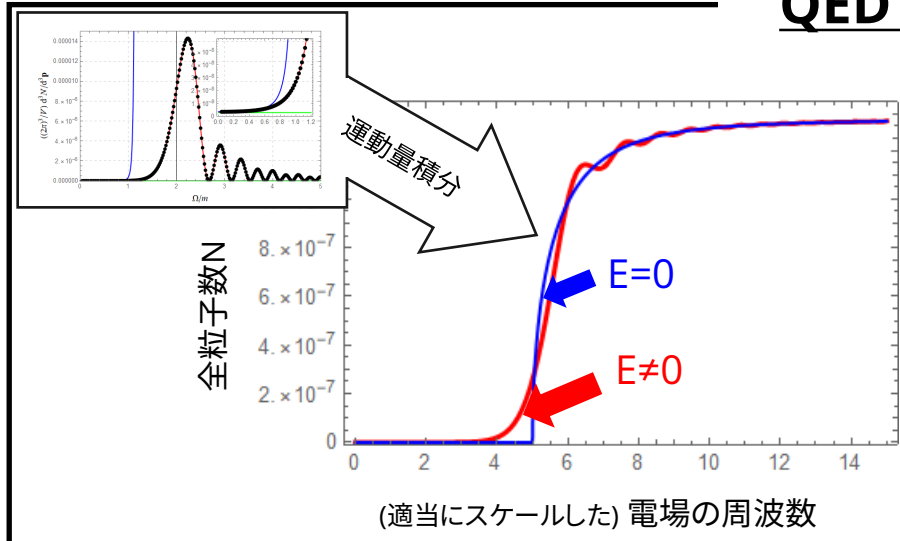
⇒ 全粒子数 $N = \int d^3\mathbf{p} \frac{d^3N}{dp^3}$ はFranz-Keldysh効果と同じようなカーブを示すはず...

半導体物理のFranz-Keldysh効果との関係 (2/2)

半導体での結果



QEDでの結果



- **物理的教訓:** 半導体のFranz-Keldysh効果 (1958~) = QEDのdynamically assisted Schwinger (2008~)
- **一般的教訓:** 他分野の古いアイデアを現代のQED研究に活かす(知らぬ間に活かされてる)機会が沢山ある
例) Stuckelberg phase interference = 粒子生成の量子干渉, avalanche cascade = QED cascade, ...

今日の話

1. イン트로ダクション: Schwinger機構の基礎

- Strong-field QEDの理論のレビュー: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HT](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. 電場が時間依存すると素朴なトンネリング描像から大きく変わること

- 非摂動・摂動的物理の移り変わり: [HT](#), Fujii, Itakura, PRD 90, 014039 (2014) [arXiv:1405.6182]
[HT](#), Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai, JHEP 03, 082 (2021) [arXiv:2010.16080]
- QED版Franz-Keldysh効果とdynamically assisted Schwinger機構: [HT](#), PRD 99, 056006 (2019) [arXiv:1812.03630]

3. 時間依存電場のSchwinger機構の応用: 真空から「***」をつくる

- 真空からのスピン流生成: Huang, Matsuo, [HT](#), PTEP 2019, 113B02 (2019) [arXiv:1904.07593]
Huang, [HT](#), PRD 100, 016013 (2019) [arXiv:1904.08200]
- 真空からの高次高調波発生: [HT](#), Hongo, Ikeda, PRB 104, L140305 (2021) [arXiv:2105.12446]

4. まとめ

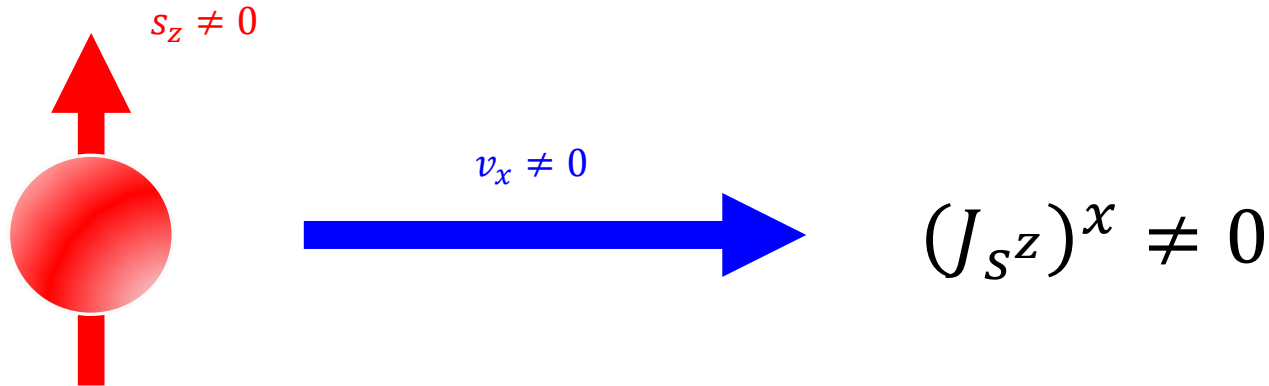
スピン流

✓ スピンの流れのこと

[Maekawa et al., Spin Current, Oxford (2017)]

[多々良, スピントロニクス理論の基礎 (2009)]

...



- スピン(流)をうまく生成・制御できれば、電氣的なエレクトロニクスだけでは実現が難しい強力なデバイスを作れる ⇒ 「スピントロニクス」

- いろいろな物質 + 物理機構 でスピン流が流れることが確認されている



ゼーマン相互作用, スピンホール効果, スピン渦度結合, ...
(磁場) (電場) (渦度)

半導体, 金属, トポロジカル物質, QGP, ...

「真空」はスピン流を流すか？

- ✓ 一般的な話は頭の片隅に、Schwinger機構の問題として考えてみる

「真空」はスピン流を流すか？

- ✓ 一般的な話は頭の片隅に、Schwinger機構の問題として考えてみる
- ✓ 定常電場 (Schwingerの公式) ⇒ NO

$$N_{e^\pm} = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right] \Rightarrow \text{スピン依存性はどこにも出て来ない}$$

「真空」はスピン流を流すか？

✓ 一般的な話は頭の片隅に、Schwinger機構の問題として考えてみる

✓ 定常電場 (Schwingerの公式) ⇒ NO

$$N_{e^\pm} = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right] \Rightarrow \text{スピン依存性はどこにも出て来ない}$$

✓ 時間依存する電場の場合は？ ⇒ YES

回転電場: [Blinne, Gies (2014)]

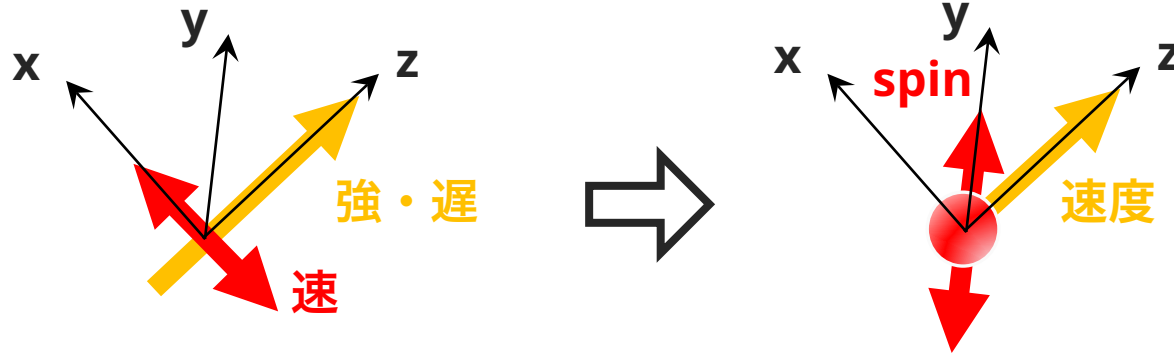
⇒ 電場の「方向」が時間依存すると一般に粒子生成はスピン依存する

⇒ Dirac粒子が内在するスピン軌道相互作用が鍵

[Huang, Matsuo, HT, (2019)] [Huang, HT, (2019)]

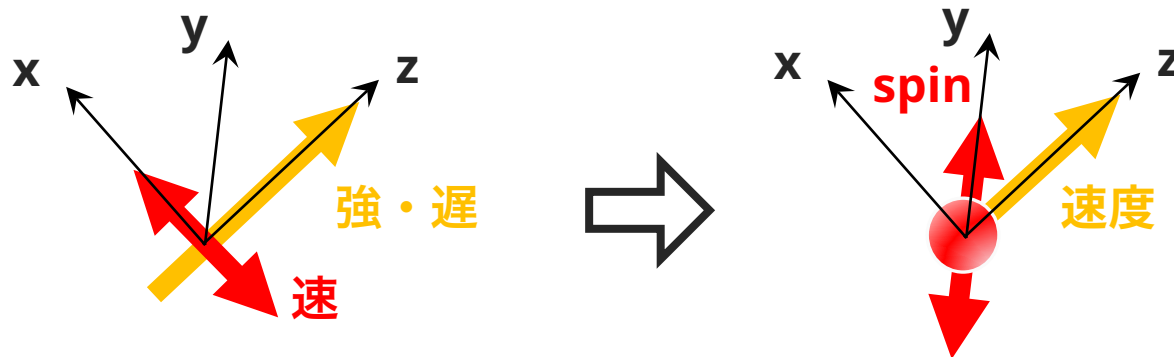
1つの配位: 強く遅い電場に速い電場を直交させる

[Huang, Matsuo, HT, (2019)]



1つの配位: 強く遅い電場に速い電場を直交させる

[Huang, Matsuo, HT, (2019)]



(1) 電子・陽電子が電場により作られ、電場の方向に電流を流そうとする

1つの配位: 強く遅い電場に速い電場を直交させる

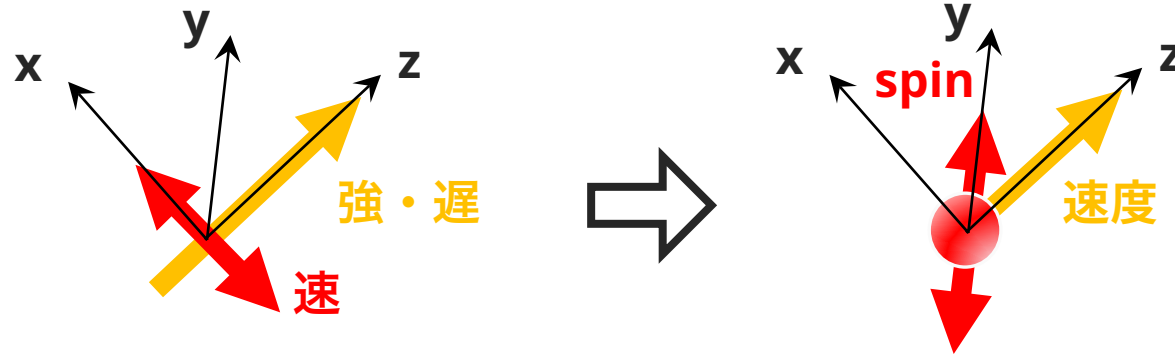
[Huang, Matsuo, HT, (2019)]



- (1) 電子・陽電子が電場により作られ、電場の方向に電流を流そうとする
- (2) 電流は、速い電場の変化に追随しようとするが、タイムラグがある
⇒ 電流と電場は厳密に平行になれない $j \times E \neq 0$

1つの配位: 強く遅い電場に速い電場を直交させる

[Huang, Matsuo, HT, (2019)]



(1) 電子・陽電子が電場により作られ、電場の方向に電流を流そうとする

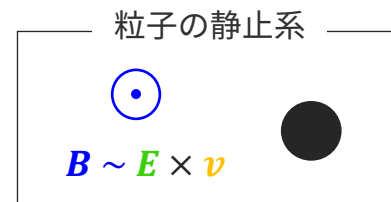
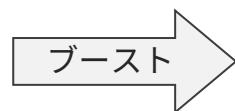
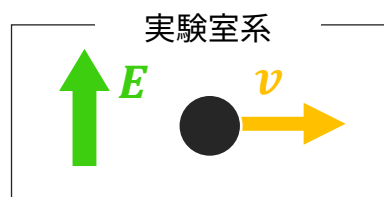
(2) 電流は、速い電場の変化に追随しようとするが、タイムラグがある

⇒ 電流と電場は厳密に平行になれない $j \times E \neq 0$

(3) Dirac粒子は、 $s \cdot (j \times E)$ の形のスピン軌道相互作用を必ず持つ

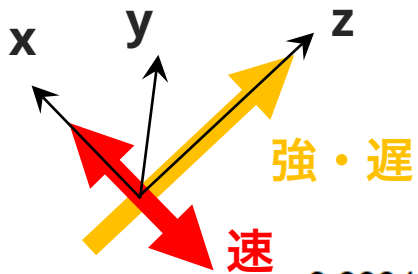
- Dirac方程式の非相対論近似で導出可 [Foldy, Wouthuysen (1950)] [Tani (1951)]

- 電場の中で運動をしている電子の静止系では、電場は磁場に見える



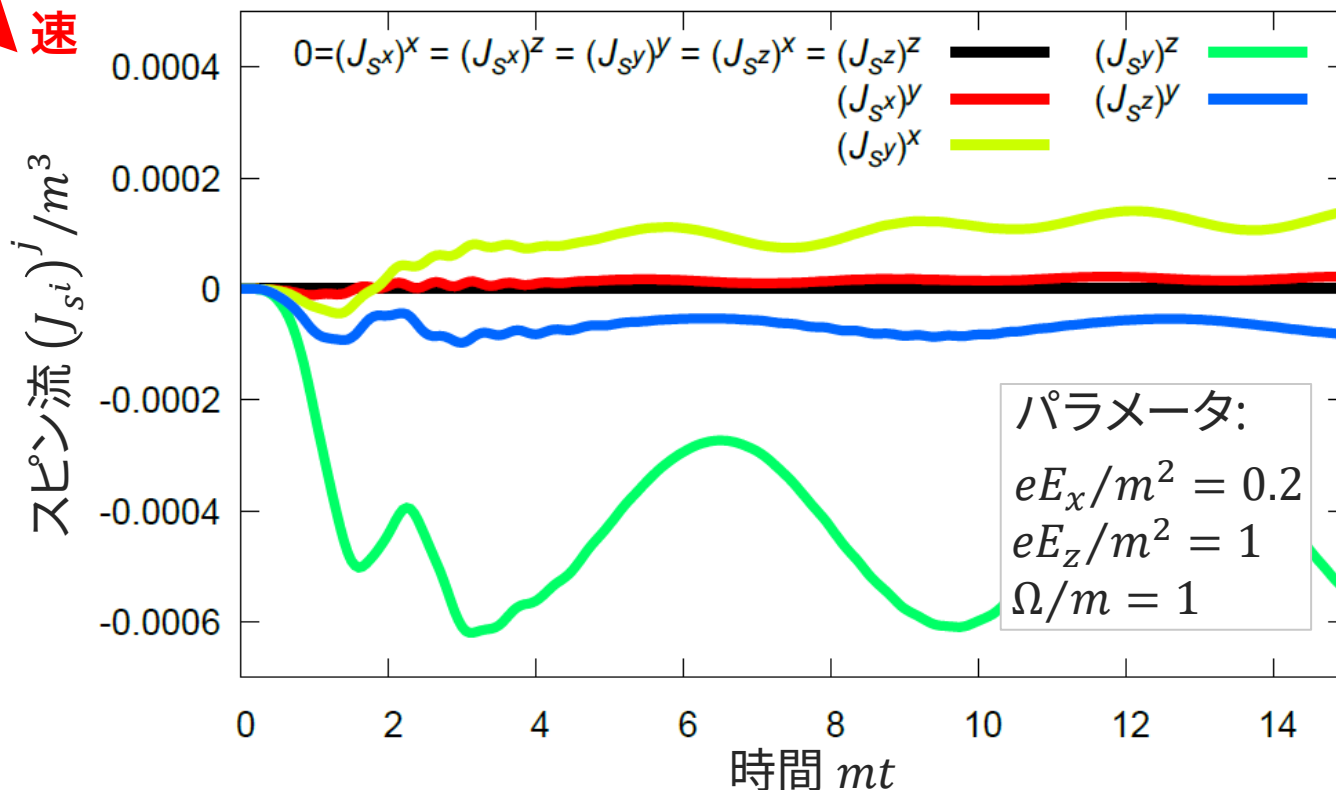
⇒ ゼーマン効果でスピン偏極

$$\Delta E \sim s \cdot B \sim s \cdot (v \times E)$$



数値計算の結果

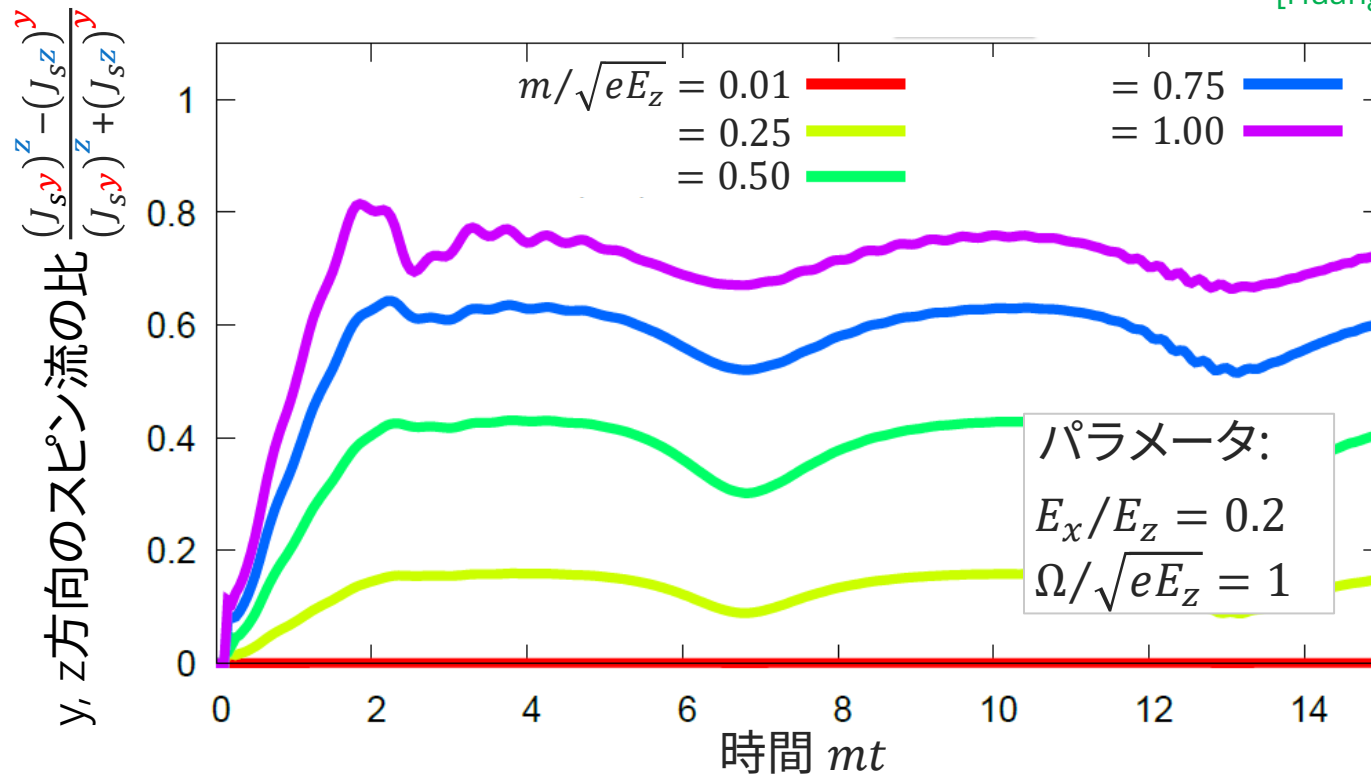
[Huang, Matsuo, HT, (2019)]



- 予想したように、電場(x,z軸)に垂直な方向(y軸)にスピン偏極した
スピン流が、電場の方向(x,z軸)が確かに流れている (緑、黄)
- 電場の方向(x,z軸)にも少しだけスピン偏極する (赤、青) ⇒ 相対論的效果
(次のスライド)

相対論的効果(ヘリシティ保存)

[Huang, Matsuo, HT, (2019)]



- 質量が軽いと、相対論的効果で、スピンと運動方向が同じ方向に向こうとする

⇒ 非ゼロの $(J_{si})^j$ が、非ゼロの $(J_{sj})^i$ を産む

⇒ 解析的にも証明可: $\frac{(J_{si})^j - (J_{sj})^i}{(J_{si})^j + (J_{sj})^i} \xrightarrow{m \rightarrow 0} 0$

今日の話

1. イントロダクション: Schwinger機構の基礎

- Strong-field QEDの理論のレビュー: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HT](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. 電場が時間依存すると素朴なトンネリング描像から大きく変わること

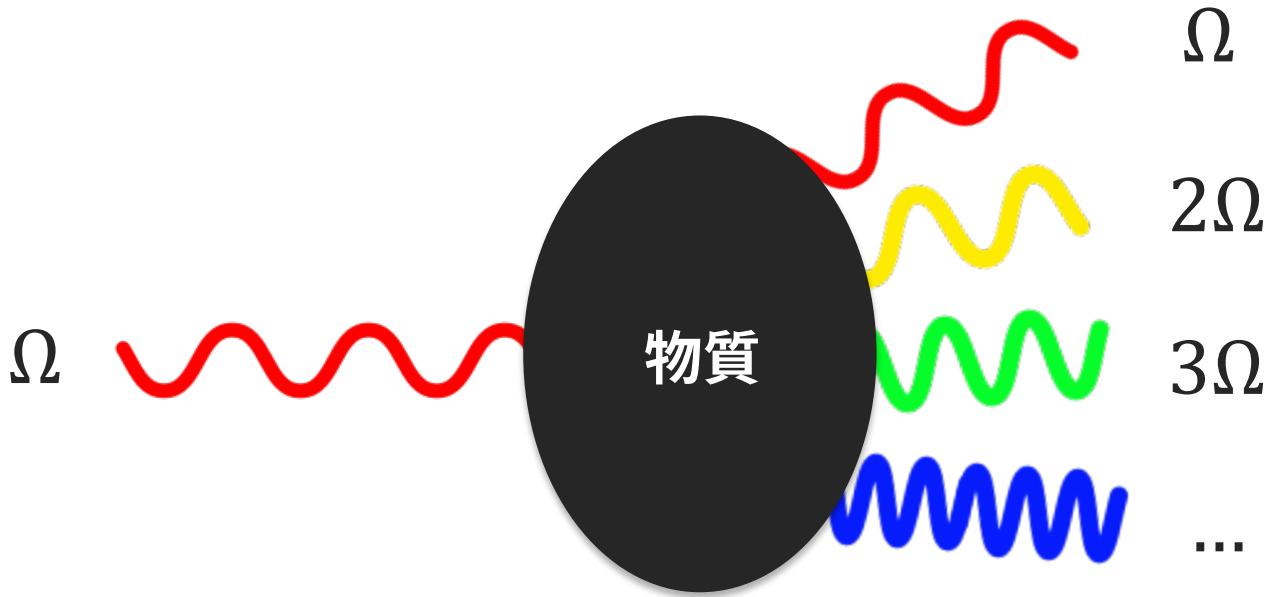
- 非摂動・摂動的物理の移り変わり: [HT](#), Fujii, Itakura, PRD 90, 014039 (2014) [arXiv:1405.6182]
[HT](#), Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai, JHEP 03, 082 (2021) [arXiv:2010.16080]
- QED版Franz-Keldysh効果とdynamically assisted Schwinger機構: [HT](#), PRD 99, 056006 (2019) [arXiv:1812.03630]

3. 時間依存電場のSchwinger機構の応用: 真空から「***」をつくる

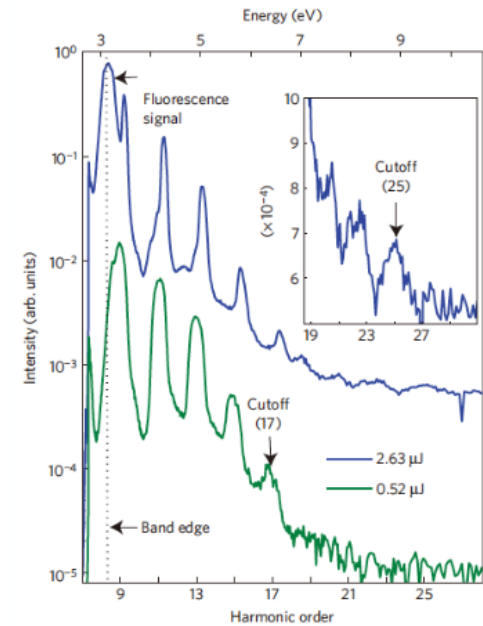
- 真空からのスピン流生成: Huang, Matsuo, [HT](#), PTEP 2019, 113B02 (2019) [arXiv:1904.07593]
Huang, [HT](#), PRD 100, 016013 (2019) [arXiv:1904.08200]
- 真空からの高次高調波発生: [HT](#), Hongo, Ikeda, PRB 104, L140305 (2021) [arXiv:2105.12446]

4. まとめ

高次高調波発生(HHG)



例: 半導体 (ZnO)



[Ghimire et al., (2011)]

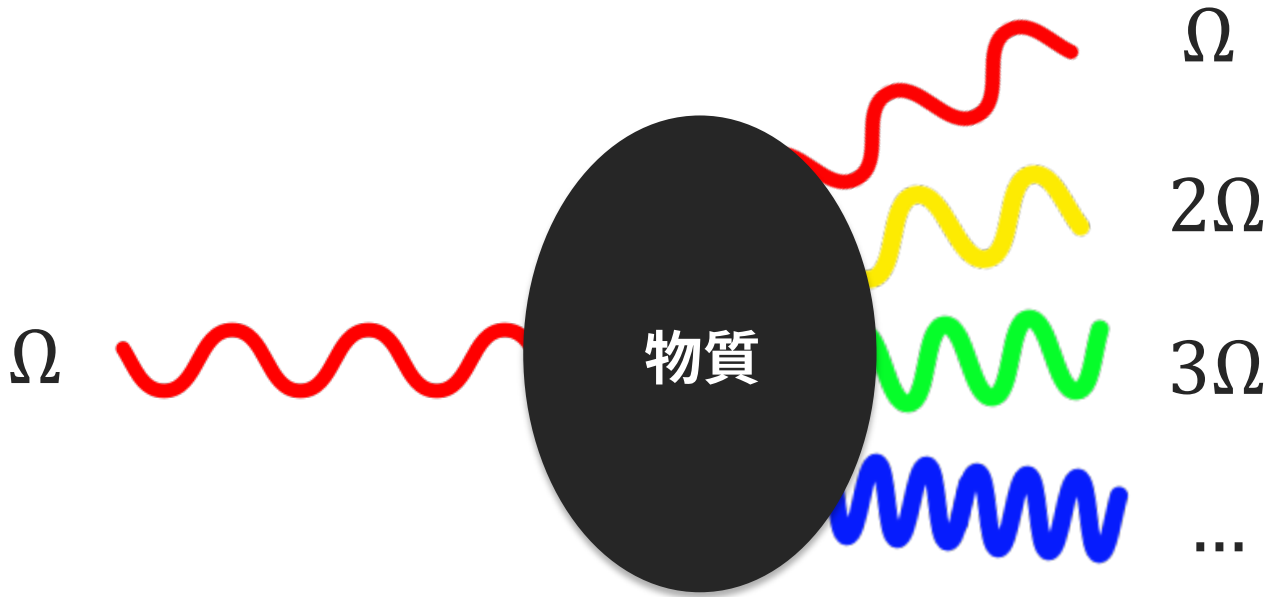
✓ 物質に強い光を打ちこむと、非線形相互作用で、より高周波の光が出てくる

- E が弱い/速い $\Rightarrow \omega \frac{dN_\gamma}{d\omega} = (\tilde{E}$ に線形) $\Rightarrow \omega = 1 \times \Omega$ にしかピークを持ってない
- E が強い/遅い $\Rightarrow \omega \frac{dN_\gamma}{d\omega} = (\tilde{E}$ に非線形) $\Rightarrow \omega = n \times \Omega$ にピークを持てる

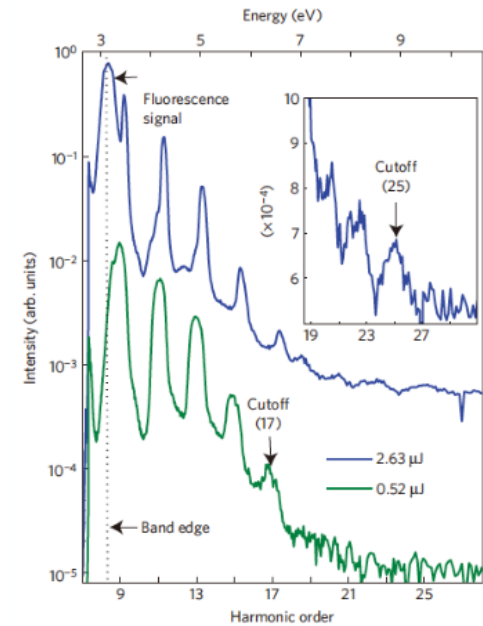
✓ 固体を含むさまざまな物質で観測 (ガス, 半導体, グラフェン, 超電導体, ...)

特徴: 奇数次の高次高調波 $n = 1, 3, 5, \dots$ & プラトー構造

高次高調波発生(HHG)



例: 半導体 (ZnO)



[Ghimire et al., (2011)]

✓ 物質に強い光を打ちこむと、非線形相互作用で、より高周波の光が出てくる

- E が弱い/速い $\Rightarrow \omega \frac{dN_\gamma}{d\omega} = (\tilde{E}$ に線形) $\Rightarrow \omega = 1 \times \Omega$ にしかピークを持ってない
- E が強い/遅い $\Rightarrow \omega \frac{dN_\gamma}{d\omega} = (\tilde{E}$ に非線形) $\Rightarrow \omega = n \times \Omega$ にピークを持てる

✓ 固体を含むさまざまな物質で観測 (ガス, 半導体, グラフェン, 超電導体, ...)

特徴: 奇数次の高次高調波 $n = 1, 3, 5, \dots$ & プラトー構造

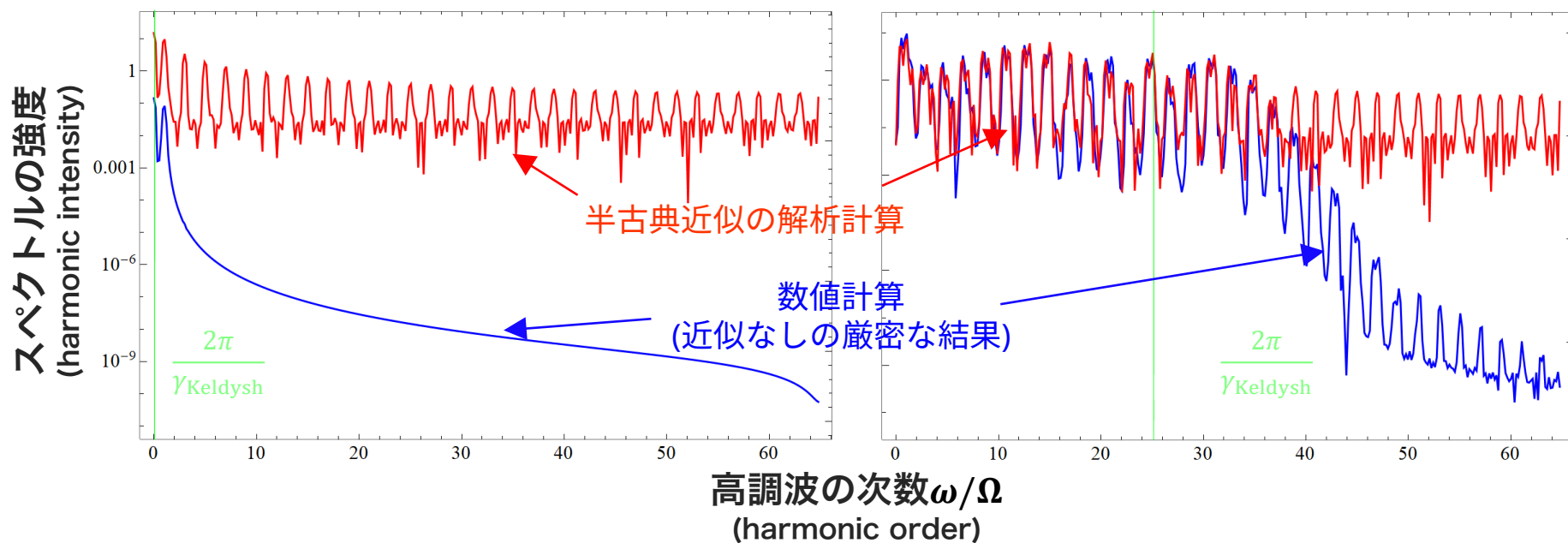
\Rightarrow QED真空でも起こると期待するのは自然 [Piazza, Hatsagortsyan, Keitel (2005)] [Fedotov, Narozhny (2007)] [Bohl, Ruhl, King (2015)] [HT, Hongo, Ikeda (2021)]

高調波スペクトル

✓ たしかに出る。コサイン電場 $E(t) = E_0 \cos(\Omega t)$ を当てた場合が以下

弱く速い $\gamma_{\text{Keldysh}} := \frac{m\Omega}{eE_0} = 100$

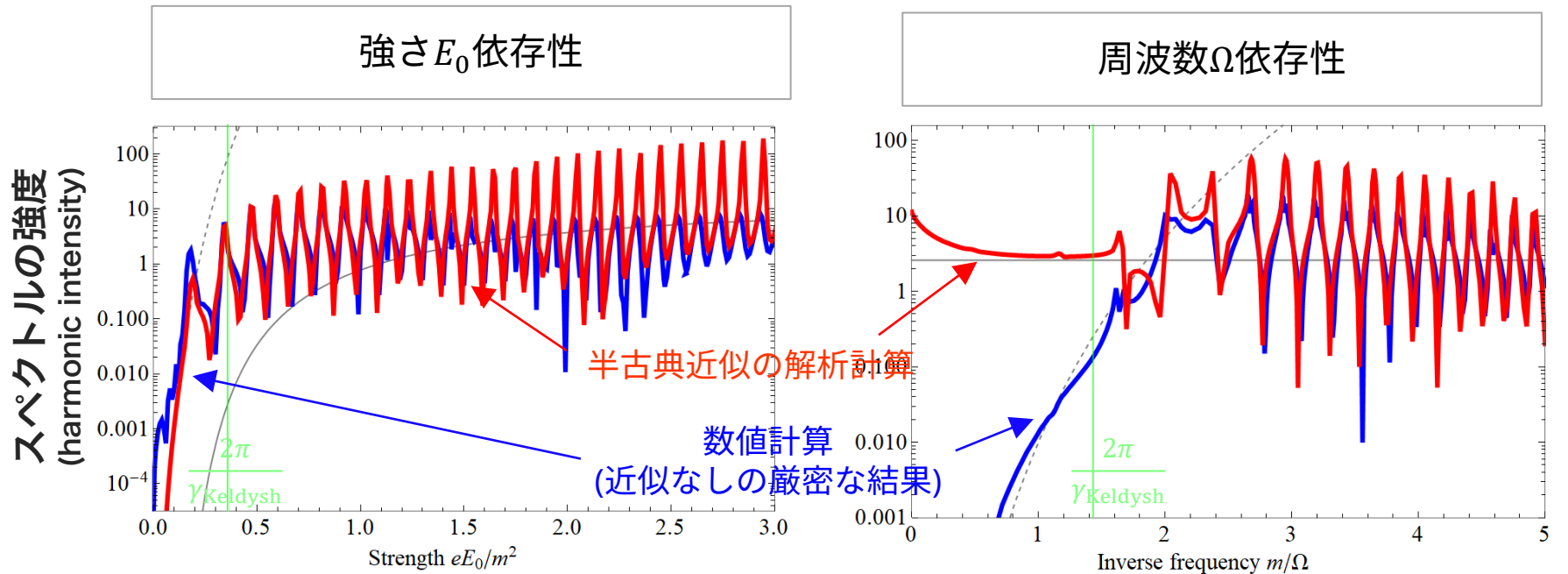
遅く強い $\gamma_{\text{Keldysh}} = 1/4$



- 半導体HHGと同じような振る舞い:
⇒ 奇数次の高次高調波 $n = 1, 3, 5, \dots$ & プラトー構造
- 完全に解析的な計算は厳しいが、半古典近似は非摂動的な領域で良い

高調波スペクトルのピークのパラメタ依存性

✓ ハーモニクスは $\omega/\Omega = 9$ に固定



• 非摂動的な領域 (E_0 大で Ω 小) では、

- サチる \Rightarrow 非摂動的な領域ではSchwinger機構で粒子生成が駆動するので $N \propto e^{-\# \frac{m^2}{eE}}$

- 振動する \Rightarrow 物理的には、Stuckelberg位相による粒子生成の量子干渉効果の顕れ

\Rightarrow 最近の半導体での実験とも矛盾はしない [Xia et al., (2020)] (次のスライド)

(ただし、 E_0 依存性しか測ってなく、 Ω 依存性は我々の予言)

背後の物理: 粒子生成の量子干渉

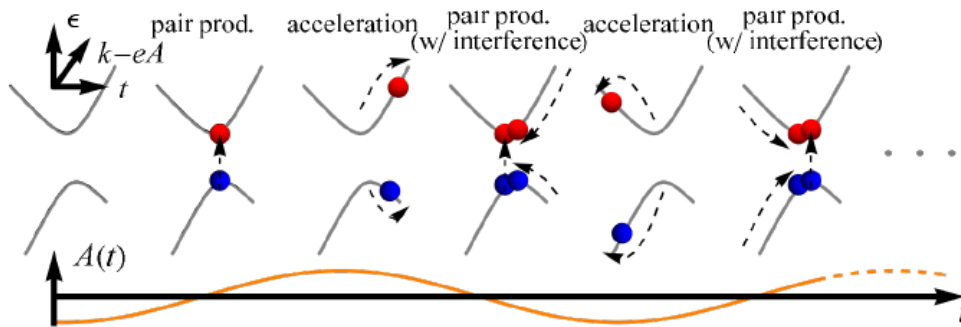
[Corkum (1993)]
[Lewenstein et al., (1994)]
[Vampa et al., (2014), (2015)]

✓ 基本的には3ステップモデル的な描像でHHGが起きる

粒子生成 (Schwinger機構) \Rightarrow 電場による加速 \Rightarrow 加速で得たエネルギーを高次高調波として放出

\Rightarrow スペクトルの強度の全体の大きさは粒子生成数で決まる

\Rightarrow 粒子生成が非摂動的だと $N \propto e^{-\# \frac{m^2}{eE}}$ でサチる。摂動的だと冪的に落ちる。

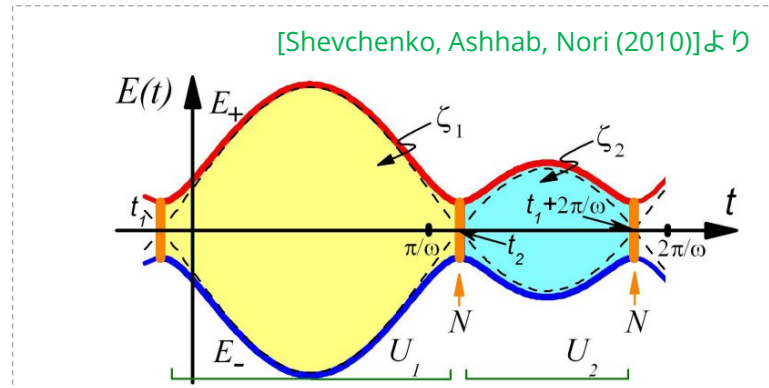
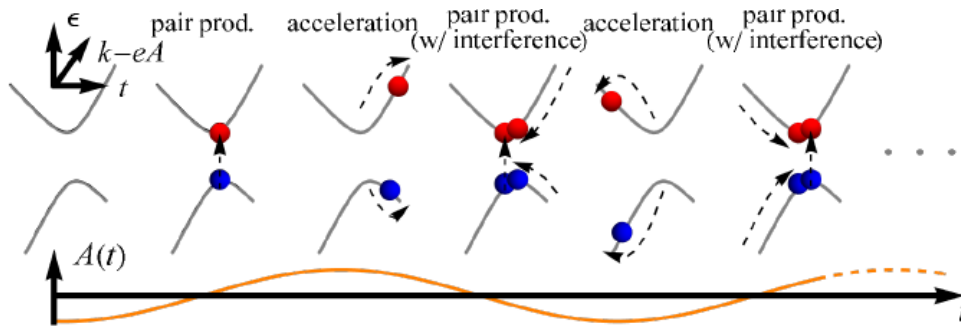


背後の物理: 粒子生成の量子干渉

[Corkum (1993)]
 [Lewenstein et al., (1994)]
 [Vampa et al., (2014), (2015)]

✓ 基本的には3ステップモデル的な描像でHHGが起きる

粒子生成 (Schwinger機構) ⇒ 電場による加速 ⇒ 加速で得たエネルギーを高次高調波として放出
 ⇒ スペクトルの強度の全体の大きさは粒子生成数で決まる
 ⇒ 粒子生成が非摂動的だと $N \propto e^{-\# \frac{m^2}{eE}}$ でサチる。摂動的だと冪的に落ちる。



✓ 何回も粒子生成が起きると、異なる粒子生成間で位相干渉が起こる

⇒ Stuckelberg phase effect: $P \sim \left| \# \exp \left[-i \int_{t_1}^{t_2} dt E_+(t) \right] + \# \exp \left[-i \int_{t_1}^{t_2} dt E_-(t) \right] \right|$

[Stuckelberg (1933)]

$$\sim \sin \left[-i \int_{t_1}^{t_2} dt (E_+(t) - E_-(t)) \right]$$

$$= \sin[(eE_0, \Omega \text{ の関数})]$$

⇒ E_0, Ω を動かすとき、干渉がdestructive/constructiveに働くと、スペクトル強度が下/上がる

今日の話

1. イントロダクション: Schwinger機構の基礎

- Strong-field QEDの理論のレビュー: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HT](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. 電場が時間依存すると素朴なトンネリング描像から大きく変わること

- 非摂動・摂動的物理の移り変わり: [HT](#), Fujii, Itakura, PRD 90, 014039 (2014) [arXiv:1405.6182]
[HT](#), Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai, JHEP 03, 082 (2021) [arXiv:2010.16080]
- QED版Franz-Keldysh効果とdynamically assisted Schwinger機構: [HT](#), PRD 99, 056006 (2019) [arXiv:1812.03630]

3. 時間依存電場のSchwinger機構の応用: 真空から「***」をつくる

- 真空からのスピン流生成: Huang, Matsuo, [HT](#), PTEP 2019, 113B02 (2019) [arXiv:1904.07593]
Huang, [HT](#), PRD 100, 016013 (2019) [arXiv:1904.08200]
- 真空からの高次高調波発生: [HT](#), Hongo, Ikeda, PRB 104, L140305 (2021) [arXiv:2105.12446]

4. まとめ

まとめ

言いたいこと

- Schwinger機構の発展に関して(自分の仕事を中心に)レビュー
- 特に、定常電場を超えた、時間依存電場による粒子生成の理解の進展
⇒ 単なる技術的な進展ではなくて、物理として新しいこともいろいろ出てくる
- 色んな分野(半導体、素核宇、...)と接点があるので、いろいろと学ぶ/輸出するべき

1. イントロダクション: Schwinger機構の基礎

- **Strong-field QEDの理論のレビュー:** Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HT](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. 電場が時間依存すると素朴なトンネリング描像から大きく変わること

- **非摂動・摂動的物理の移り変わり:** [HT](#), Fujii, Itakura, PRD 90, 014039 (2014) [arXiv:1405.6182]
[HT](#), Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai, JHEP 03, 082 (2021) [arXiv:2010.16080]
- **QED版Franz-Keldysh効果とdynamically assisted Schwinger機構:** [HT](#), PRD 99, 056006 (2019) [arXiv:1812.03630]

3. 時間依存電場のSchwinger機構の応用: 真空から「***」をつくる

- **真空からのスピン流生成:** Huang, Matsuo, [HT](#), PTEP 2019, 113B02 (2019) [arXiv:1904.07593]
Huang, [HT](#), PRD 100, 016013 (2019) [arXiv:1904.08200]
- **真空からの高次高調波発生:** [HT](#), Hongo, Ikeda, PRB 104, L140305 (2021) [arXiv:2105.12446]