カイラル輸送現象

山本 直希
慶應義塾大学 理工学部 物理学科

「熱場の量子論とその応用」

2015年9月2日

内容

- 日常的な輸送現象
- カイラルな輸送現象
- カイラルな輸送理論
- カイラルな集団励起（波と不安定性）
- 物性・宇宙物理への応用の例

自然単位系： $\hbar = c = 1$

輸送現象

輸送現象

- 古典的で身近な例:
  - Ohmの法則: $\boldsymbol{j}_e = \sigma \boldsymbol{E}$
  - Fourierの法則: $\boldsymbol{j}_Q = \kappa(-\boldsymbol{\nabla} T)$

色々な輸送現象

- 19世紀に既に分かったもの

電流　1826 Ohm　1879 Hall　1821 Seebeck　1886 Nernst

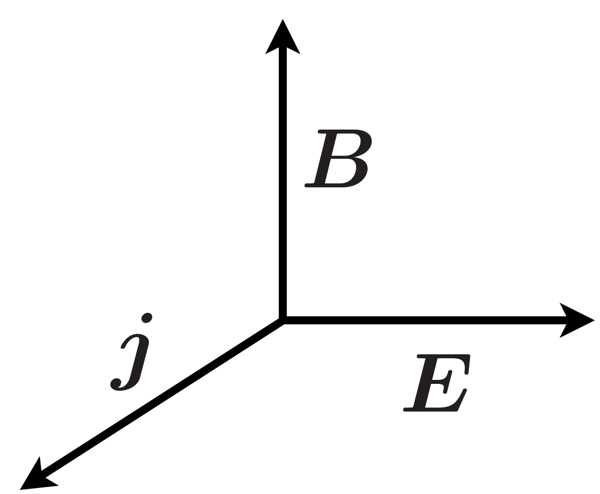
$$\boldsymbol{j}_e = \sigma \boldsymbol{E} + R\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B} + \alpha(-\boldsymbol{\nabla} T) + N(-\boldsymbol{\nabla} T) \times \boldsymbol{B}$$

$$\boldsymbol{j}_Q = \beta \boldsymbol{E} + N\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B} + \kappa(-\boldsymbol{\nabla} T) + L(-\boldsymbol{\nabla} T) \times \boldsymbol{B}$$

熱流　Peltier 1834　Ettingshausen 1886　Fourier 1807　Leduc-Righi 1887

- $\boldsymbol{E} \to -\boldsymbol{\nabla}\mu$ もOK.

- これで全て？



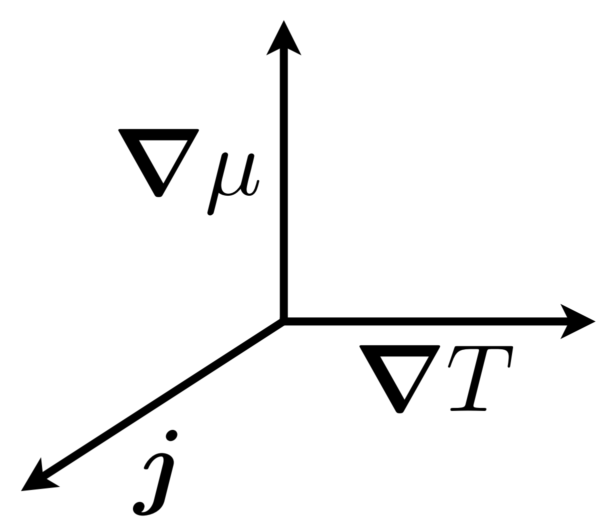
問題

- 局所的な温度・密度勾配と輸送

$$\boldsymbol{j} \sim \boldsymbol{\nabla} T \qquad \boldsymbol{j} \sim \boldsymbol{\nabla} \mu$$

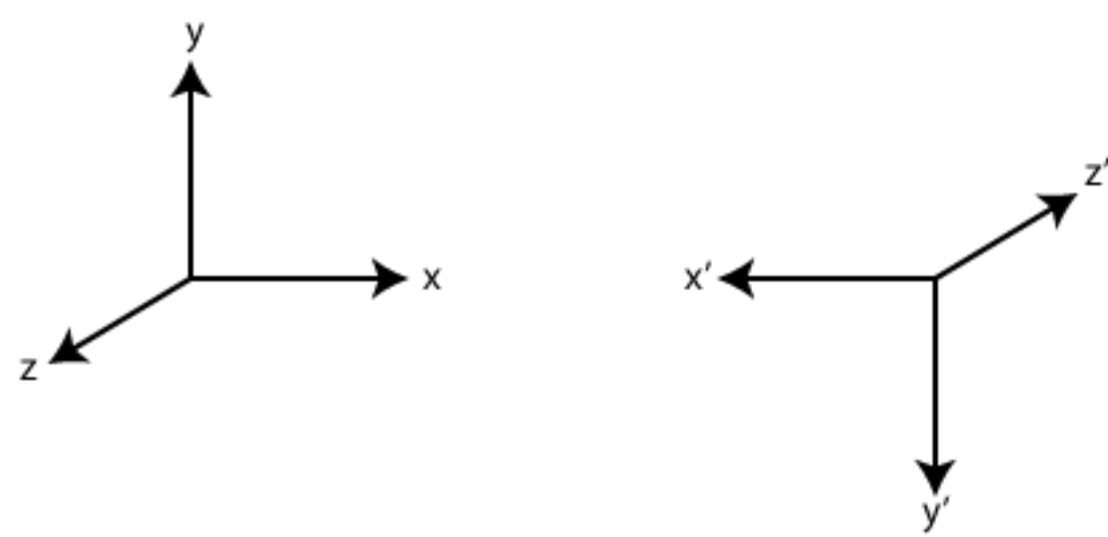
- 電磁場のない単純な2次輸送？

$$\boldsymbol{j} \sim \boldsymbol{\nabla} T \times \boldsymbol{\nabla} \mu$$



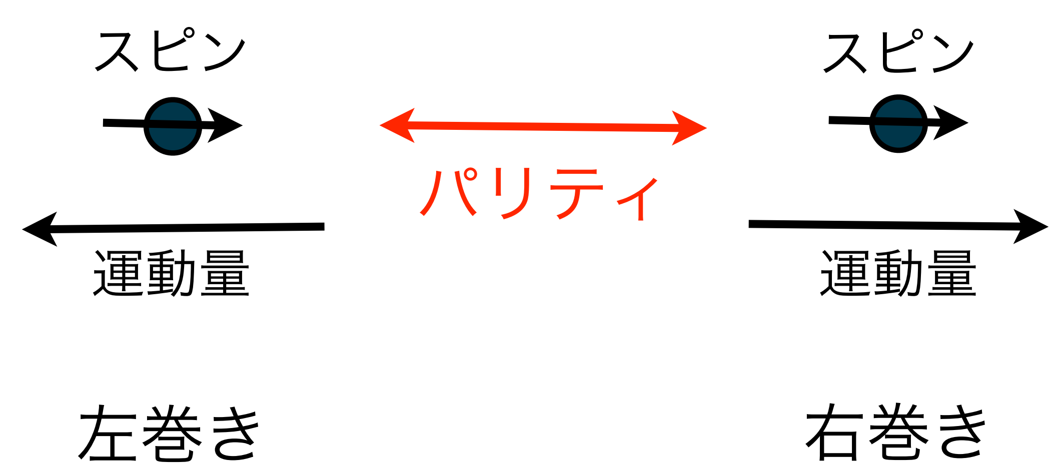
パリティ

- この関係式を仮定： $\boldsymbol{j} = \kappa \boldsymbol{\nabla} T \times \boldsymbol{\nabla} \mu$
- パリティ変換のもとで $-\boldsymbol{j} = \kappa(-\boldsymbol{\nabla} T) \times (-\boldsymbol{\nabla} \mu)$
- パリティに矛盾するので普通は (空気や水では) 起きない。



カイラリティ

- 相対論的に運動するフェルミオン：カイラリティ



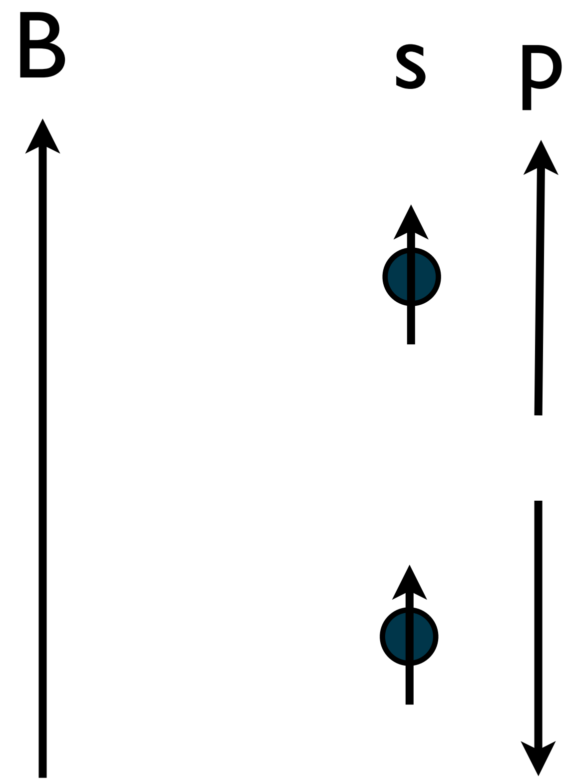
- $\boldsymbol{j} = \tilde{\kappa}(\mu_R - \mu_L)\boldsymbol{\nabla}T \times \boldsymbol{\nabla}\mu$：パリティと無矛盾
- 輸送係数は計算できるか？　Ishii-Chen-Pu-NY, work in progress

Chiral Magnetic Effect (CME)

- $\boldsymbol{j}_e \sim \boldsymbol{B}$ ？
- Ohmの法則:　$\boldsymbol{j}_e = \sigma \boldsymbol{E}$
- $\boldsymbol{j}_e \sim (\mu_R - \mu_L)\boldsymbol{B}$　はパリティを保つ
- 磁場は仕事をしない：非散逸の電流

Vilenkin (1980); Nielsen, Ninomiya (1983); Kharzeev, Warringa, Fukushima (2008)

Chiral Magnetic/Separation Effects



右巻き　$\boldsymbol{j}_R = \kappa \mu_R \boldsymbol{B}$

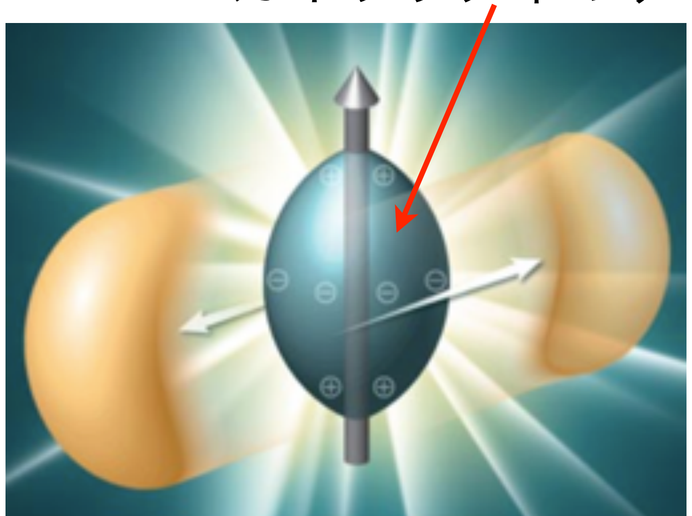
左巻き　$\boldsymbol{j}_L = -\kappa \mu_L \boldsymbol{B}$

- 左右の差 → 磁場方向の電流 (CME)：　$\boldsymbol{j}_e \sim \mu_5 \boldsymbol{B}$
- 左右の和 → 磁場方向の軸性流 (CSE)：$\boldsymbol{j}_5 \sim \mu \boldsymbol{B}$
- 場の理論における量子異常と密接に関係　Son-Zhitnitsky (2004)

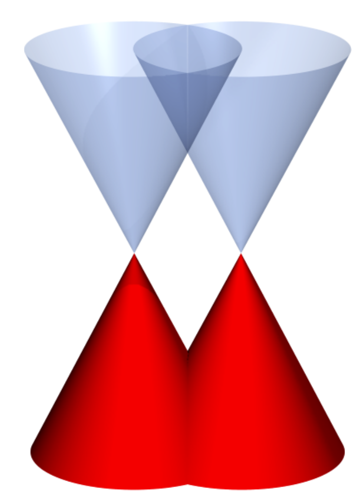
カイラル物質

- 初期宇宙における電弱プラズマ　Joyce-Shaposhnikov (1997), …
- RHIC/LHCにおけるQGP　Kharzeev-Warringa-Fukushima (2008), …
- 超新星爆発時の電磁プラズマ　Ohnishi-NY (2014), …
- Weyl半金属 (“3D graphene”)　Nielsen-Ninomiya (1983), …

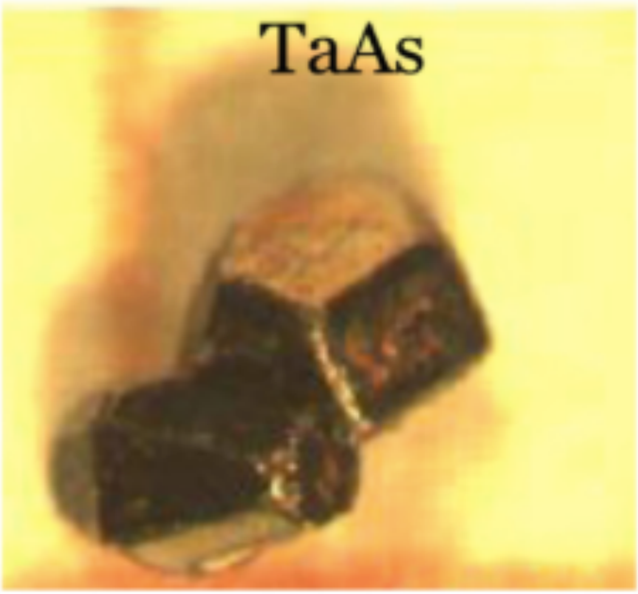
カイラリティのゆらぎ

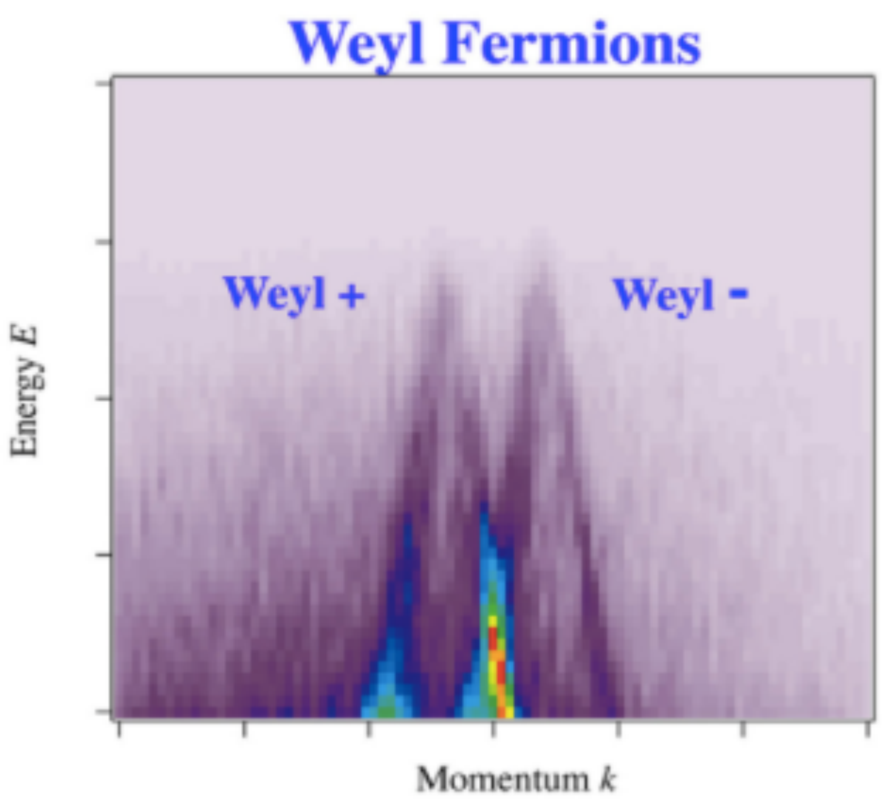


http://www0.bnl.gov/rhic/news2/



Weyl半金属





S. -Y. Xu *et al.*, Science (2015)

http://physics.princeton.edu/zahidhasangroup/index_WS.html

カイラル輸送理論

・Kinetic theory

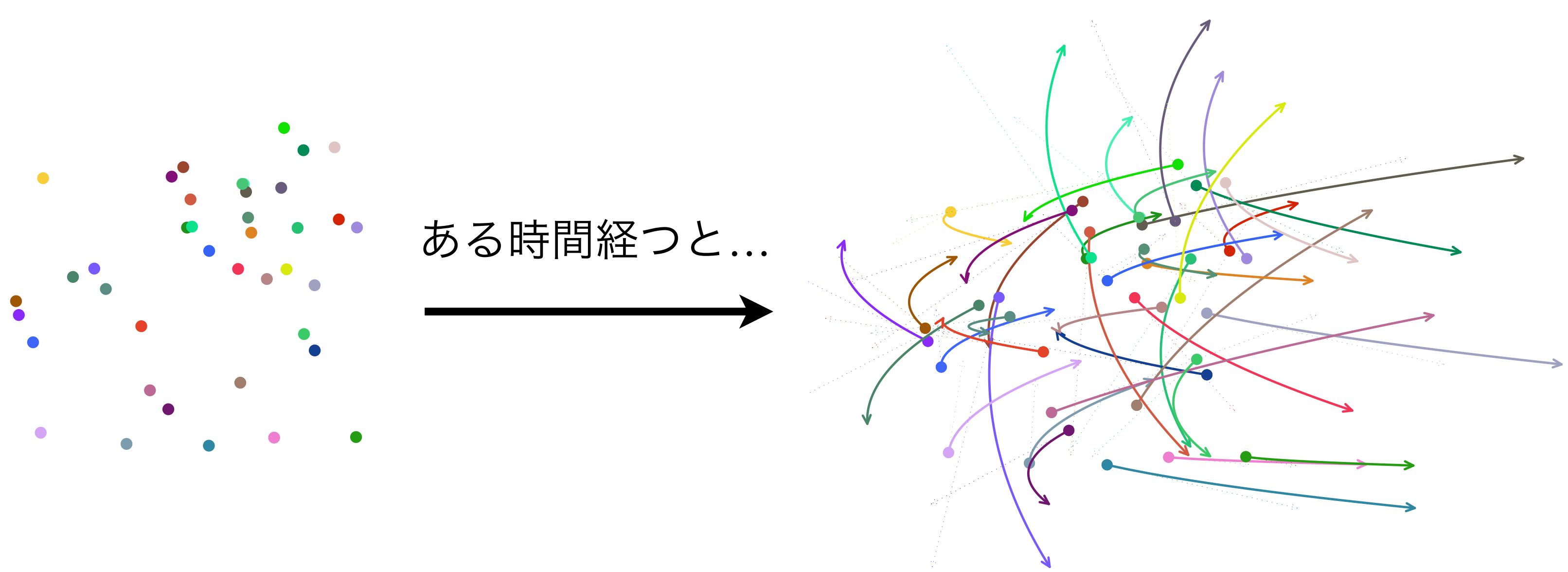
・Hydrodynamics

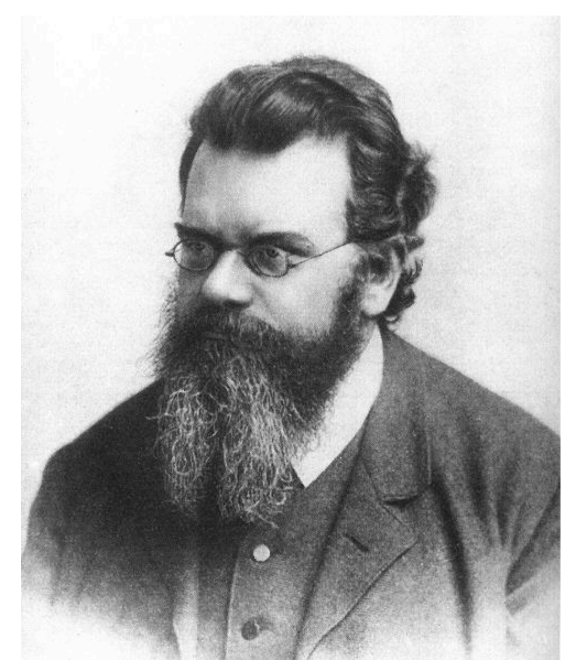
（本郷氏のtalk参照）

Kinetic theory

- Kinetic theory（Boltzmann方程式）は、系の平衡・非平衡状態における統計的な発展を記述

$$\boxed{\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}} + (\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \cdot \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}} = c[n_{\boldsymbol{p}}]}$$





Ludwig Boltzmann

Boltzmann方程式

- 分布関数 $n_{\boldsymbol{p}}(t, \boldsymbol{x})$ を使って定式化
- 衝突を無視すると、Liouvilleの定理により

$$\frac{dn_{\boldsymbol{p}}}{dt} = \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t} + \underline{\dot{\boldsymbol{x}}} \cdot \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}} + \underline{\dot{\boldsymbol{p}}} \cdot \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}} = 0$$

Boltzmann方程式

- 分布関数 $n_{\boldsymbol{p}}(t, \boldsymbol{x})$ を使って定式化
- 衝突を無視すると、Liouvilleの定理により

$$\frac{dn_{\boldsymbol{p}}}{dt} = \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}} + \underbrace{(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})}_{\text{Lorentz force}} \cdot \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}} = 0$$

Boltzmann方程式

- 分布関数 $n_{\boldsymbol{p}}(t,\boldsymbol{x})$ を使って定式化
- 衝突を入れると

$$\boxed{\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t}+\boldsymbol{v}\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}}+(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}}=c[n_{\boldsymbol{p}}]}$$

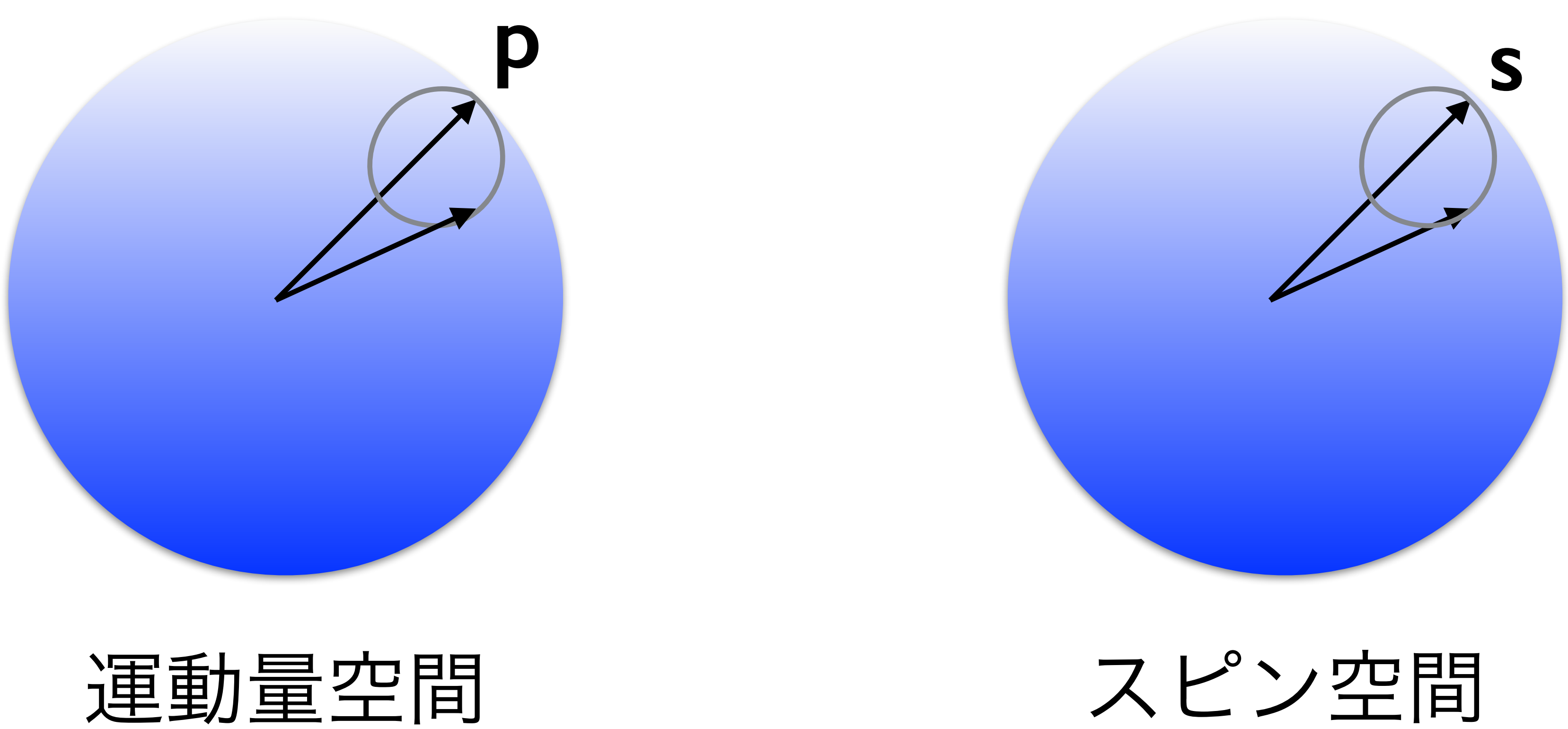
- Ohmの法則：

$$\boldsymbol{j}_{\mathrm{noneq}}=\int d\boldsymbol{p}\ \boldsymbol{v}\delta n_{\boldsymbol{p}}=\sigma\boldsymbol{E}$$

- カイラル磁気効果？ 量子異常？

カイラリティとトポロジー

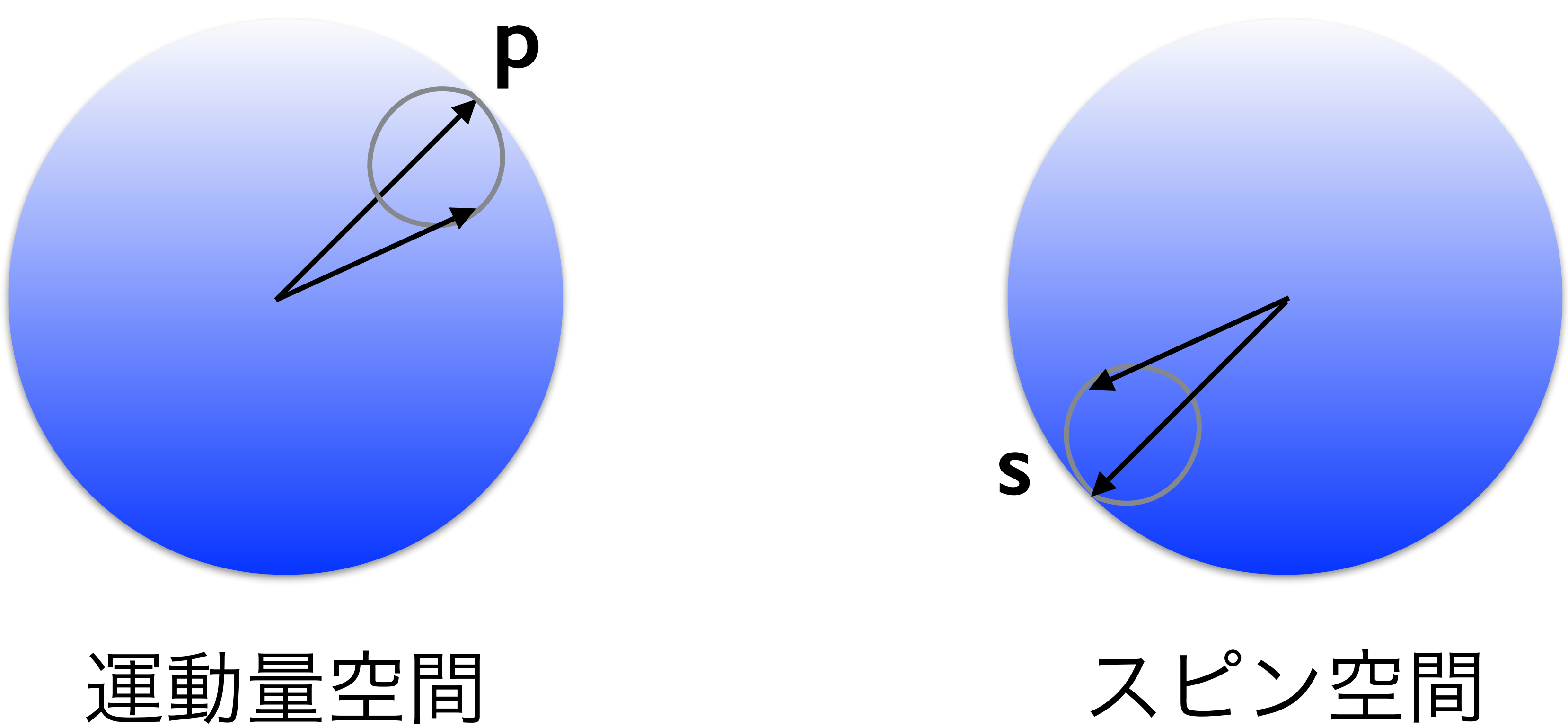
右巻きフェルミオン



S^2 (運動量空間) から S^2 (スピン空間) へのmapping: 巻き数 +1

カイラリティとトポロジー

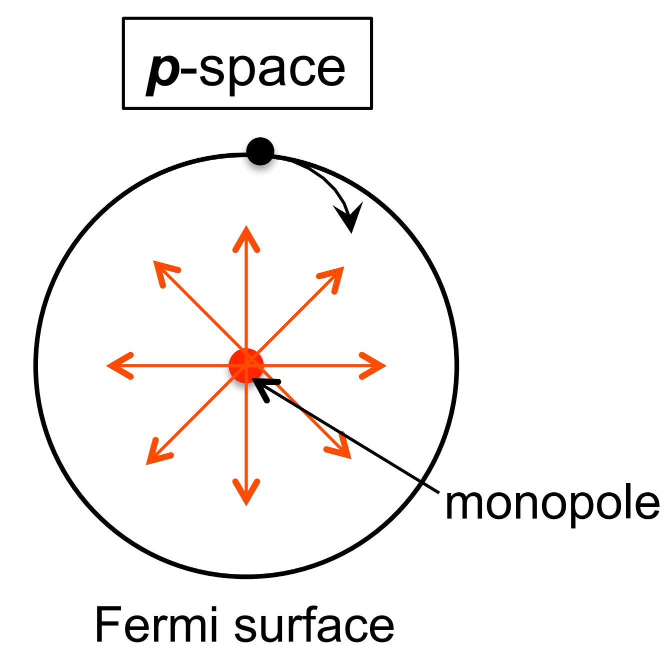
左巻きフェルミオン



S^2 (運動量空間) から S^2 (スピン空間) へのmapping: 巻き数 −1

カイラル粒子の運動方程式

- 巻き数 ~ Berry曲率の面積分 $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{p}} \times \boldsymbol{\mathcal{A}}_{\boldsymbol{p}} = \pm \frac{\boldsymbol{p}}{2|\boldsymbol{p}|^3}$



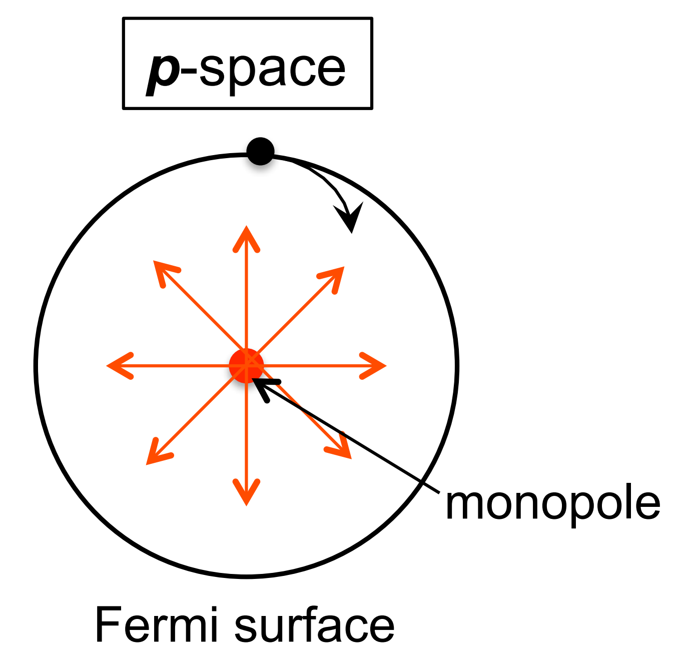
カイラル粒子の運動方程式

- 巻き数 ~ Berry曲率の面積分 $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{p}} \times \boldsymbol{\mathcal{A}}_{\boldsymbol{p}} = \pm \frac{\boldsymbol{p}}{2|\boldsymbol{p}|^3}$
- 運動方程式：

$$\dot{\boldsymbol{x}} = \hat{\boldsymbol{p}}$$

$$\dot{\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{E} + \dot{\boldsymbol{x}} \times \boldsymbol{B}$$

x-空間でのLorentz力



カイラル粒子の運動方程式

- 巻き数 ~ Berry曲率の面積分 $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{p}} \times \mathcal{A}_{\boldsymbol{p}} = \pm \frac{\boldsymbol{p}}{2|\boldsymbol{p}|^3}$
- 運動方程式：

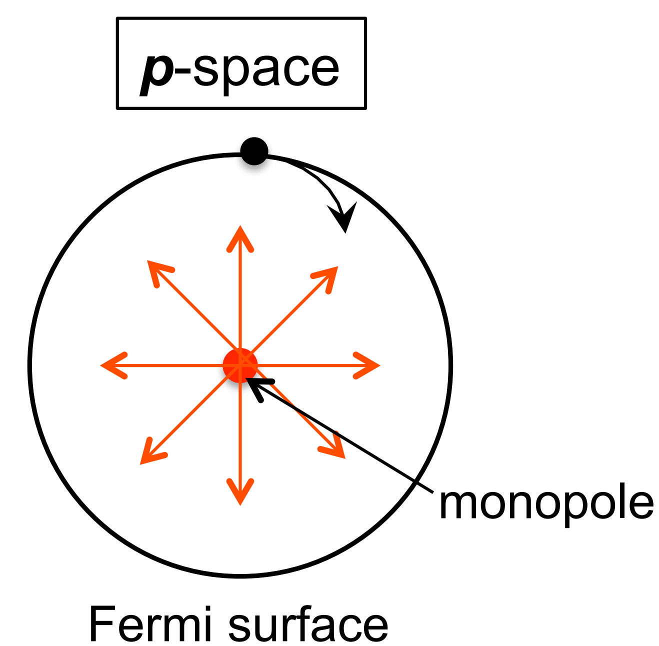
***p*-空間**での"Lorentz力"

$$\dot{\boldsymbol{x}} = \hat{\boldsymbol{p}} + \dot{\boldsymbol{p}} \times \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}}$$

$$\dot{\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{E} + \dot{\boldsymbol{x}} \times \boldsymbol{B}$$

Sundaram-Niu (1999)

***x*-空間**でのLorentz力



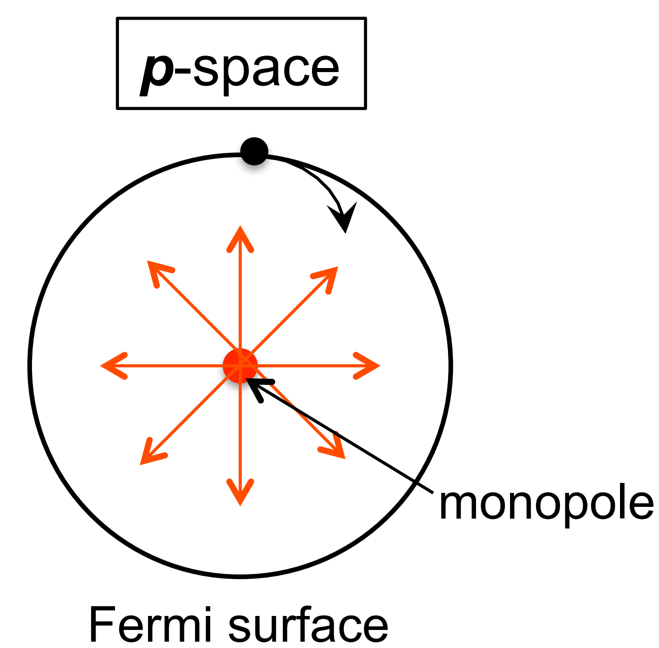
カイラル粒子の運動方程式

- 巻き数 ~ Berry曲率の面積分 $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{p}} \times \mathcal{A}_{\boldsymbol{p}} = \pm \frac{\boldsymbol{p}}{2|\boldsymbol{p}|^3}$
- 運動方程式：

$$\dot{\boldsymbol{x}} = \hat{\boldsymbol{p}} + \dot{\boldsymbol{p}} \times \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}} = \omega^{-1}[\hat{\boldsymbol{p}} + \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}} + (\hat{\boldsymbol{p}} \cdot \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}})\boldsymbol{B}]$$

$$\dot{\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{E} + \dot{\boldsymbol{x}} \times \boldsymbol{B} = \omega^{-1}[\boldsymbol{E} + \hat{\boldsymbol{p}} \times \boldsymbol{B} + (\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{B})\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}}]$$

$$\omega = 1 + \boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{p}}$$



Boltzmann方程式

- 分布関数 $n_{\boldsymbol{p}}(t, \boldsymbol{x})$ を使って定式化
- 衝突を無視すると、Liouvilleの定理により

$$\frac{dn_{\boldsymbol{p}}}{dt} = \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t} + \underline{\dot{\boldsymbol{x}}} \cdot \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}} + \underline{\dot{\boldsymbol{p}}} \cdot \frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}} = 0$$

Chiral kinetic theory

$$
\boxed{\begin{aligned}(1+\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{\Omega})\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t} &+ [\boldsymbol{v}+\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{\Omega}+(\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{\Omega})\boldsymbol{B}]\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}}\\ &+[\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}+(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{\Omega}]\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}} = c[n_{\boldsymbol{p}}]\end{aligned}}
$$

Son-NY (2012); Stephanov-Yin (2012); Chen et al. (2013).

See also cond-mat refs: Duval et al. (2006)

$$
\boldsymbol{\Omega} = \pm\frac{\boldsymbol{p}}{2|\boldsymbol{p}|^3}
$$

Chiral kinetic theory

$$\boxed{\begin{aligned}(1+\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{\Omega})\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t} + [\boldsymbol{v}+\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{\Omega}+(\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{\Omega})\boldsymbol{B}]\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}} \\ +[\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}+(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{\Omega}]\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}} = c[n_{\boldsymbol{p}}]\end{aligned}}$$

Son-NY (2012); Stephanov-Yin (2012); Chen et al. (2013).

See also cond-mat refs: Duval et al. (2006)

$$\boldsymbol{j} \equiv \int_{\boldsymbol{p}} \omega\dot{\boldsymbol{x}} n_{\boldsymbol{p}} = \int_{\boldsymbol{p}} [\hat{\boldsymbol{p}}+\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{\Omega}+(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{\Omega})\boldsymbol{B}]n_{\boldsymbol{p}}$$

Chiral kinetic theory

$$\boxed{(1+\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{\Omega})\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t}+[\boldsymbol{v}+\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{\Omega}+(\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{\Omega})\boldsymbol{B}]\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}}+[\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}+(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{\Omega}]\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}}=c[n_{\boldsymbol{p}}]}$$

Son-NY (2012); Stephanov-Yin (2012); Chen et al. (2013).

See also cond-mat refs: Duval et al. (2006)

$$\boldsymbol{j}\equiv\int_{\boldsymbol{p}}\omega\dot{\boldsymbol{x}}n_{\boldsymbol{p}}=\int_{\boldsymbol{p}}[\cancel{\hat{\boldsymbol{p}}}+\boldsymbol{E}\times\cancel{\boldsymbol{\Omega}}+(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{\Omega})\boldsymbol{B}]n_{\boldsymbol{p}}=\pm\frac{\mu}{4\pi^2}\boldsymbol{B}$$

Full chiral kinetic theory

$$(1+\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{\Omega})\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial t}+\left[\tilde{\boldsymbol{v}}+\tilde{\boldsymbol{E}}\times\boldsymbol{\Omega}+(\tilde{\boldsymbol{v}}\cdot\boldsymbol{\Omega})\boldsymbol{B}\right]\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}}
+\left[\tilde{\boldsymbol{E}}+\tilde{\boldsymbol{v}}\times\boldsymbol{B}+(\tilde{\boldsymbol{E}}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{\Omega}\right]\cdot\frac{\partial n_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}}=c[n_{\boldsymbol{p}}]$$

$$\epsilon_{\boldsymbol{p}}=|\boldsymbol{p}|(1-\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{\Omega}),\quad \tilde{\boldsymbol{v}}\equiv\frac{\partial \epsilon_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{p}},\quad \tilde{\boldsymbol{E}}\equiv\boldsymbol{E}-\frac{\partial \epsilon_{\boldsymbol{p}}}{\partial \boldsymbol{x}}$$

磁気モーメントによる補正

Son-NY (2013); Manuel, Torres-Rincon (2014)

Relativistic hydrodynamics

エネルギー・運動量保存則: $\partial_\mu T^{\mu\nu} = F^{\nu\lambda} j_\lambda$

粒子数保存則: $\partial_\mu j^\mu = 0$

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + P)u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu} + (\text{dissipation})$$

$$j^\mu = n u^\mu + (\text{dissipation})$$

see Landau-Lifshitz "Fluid Mechanics" (volume 6)

（本郷氏のtalk参照）

Chiral hydrodynamics

エネルギー・運動量保存則: $\partial_\mu T^{\mu\nu} = F^{\nu\lambda} j_\lambda$

量子異常: $\partial_\mu j^\mu = C E^\mu B_\mu$

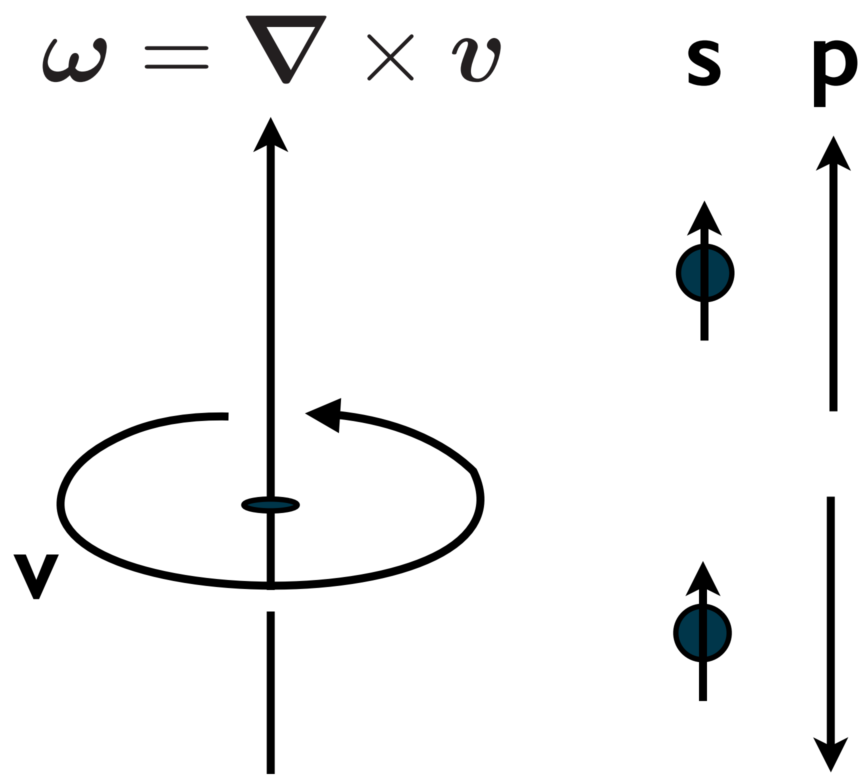
$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + P) u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu} + (\mathrm{dissipation})$$

$$j^\mu = n u^\mu + \xi_B B^\mu + \xi \omega^\mu + (\mathrm{dissipation})$$

chiral magnetic effect　　chiral vortical effect

Son-Surowka (2009)　（本郷氏のtalk参照）

Chiral vortical effect



右巻き $\boldsymbol{j}_R = (C\mu_R^2 + DT^2)\boldsymbol{\omega}$

左巻き $\boldsymbol{j}_L = -(C\mu_L^2 + DT^2)\boldsymbol{\omega}$

Vilenkin (1979); Son-Surowka (2009); K. Landsteiner et al. (2011); K. Jensen et al. (2012)

カイラルな波

- Chiral Magnetic Wave
- Chiral Alfven Wave

Chiral Magnetic Wave (CMW)

Newman (2006); Kharzeev-Yee (2011)

有限密度・磁場中のカイラルフェルミオン

粒子数保存則: $\partial_t n + \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{j} = 0$

CME: $j_z = \pm \frac{\mu}{4\pi^2} B_z$

感受率: $\chi \equiv \frac{\partial n}{\partial \mu}$

Chiral Magnetic Wave (CMW)

Newman (2006); Kharzeev-Yee (2011)

有限密度・磁場中のカイラルフェルミオン

粒子数保存則: $\partial_t n + \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{j} = 0$

CME: $j_z = \pm \dfrac{\mu}{4\pi^2} B_z$ $\longrightarrow$ $\partial_t n \pm V_{\mathrm{L}} \partial_z n = 0$

感受率: $\chi \equiv \dfrac{\partial n}{\partial \mu}$

$$V_{\mathrm{L}} = \frac{B_z}{4\pi^2 \chi}$$ （縦波）

Chiral Alfven Wave (CAW)

NY (2015)

有限温度・磁場中のカイラルフェルミオン

(一様・静的な n, ϵ, P)

粒子数保存則: $\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{v} = 0$

運動量保存則: $(\epsilon + P)\partial_t \boldsymbol{v} = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}$

CVE: $\boldsymbol{j} = \pm \dfrac{T^2}{24} \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{v}$

Chiral Alfven Wave (CAW)

NY (2015)

有限温度・磁場中のカイラルフェルミオン

(一様・静的な n, ϵ, P)

粒子数保存則: $\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{v} = 0$

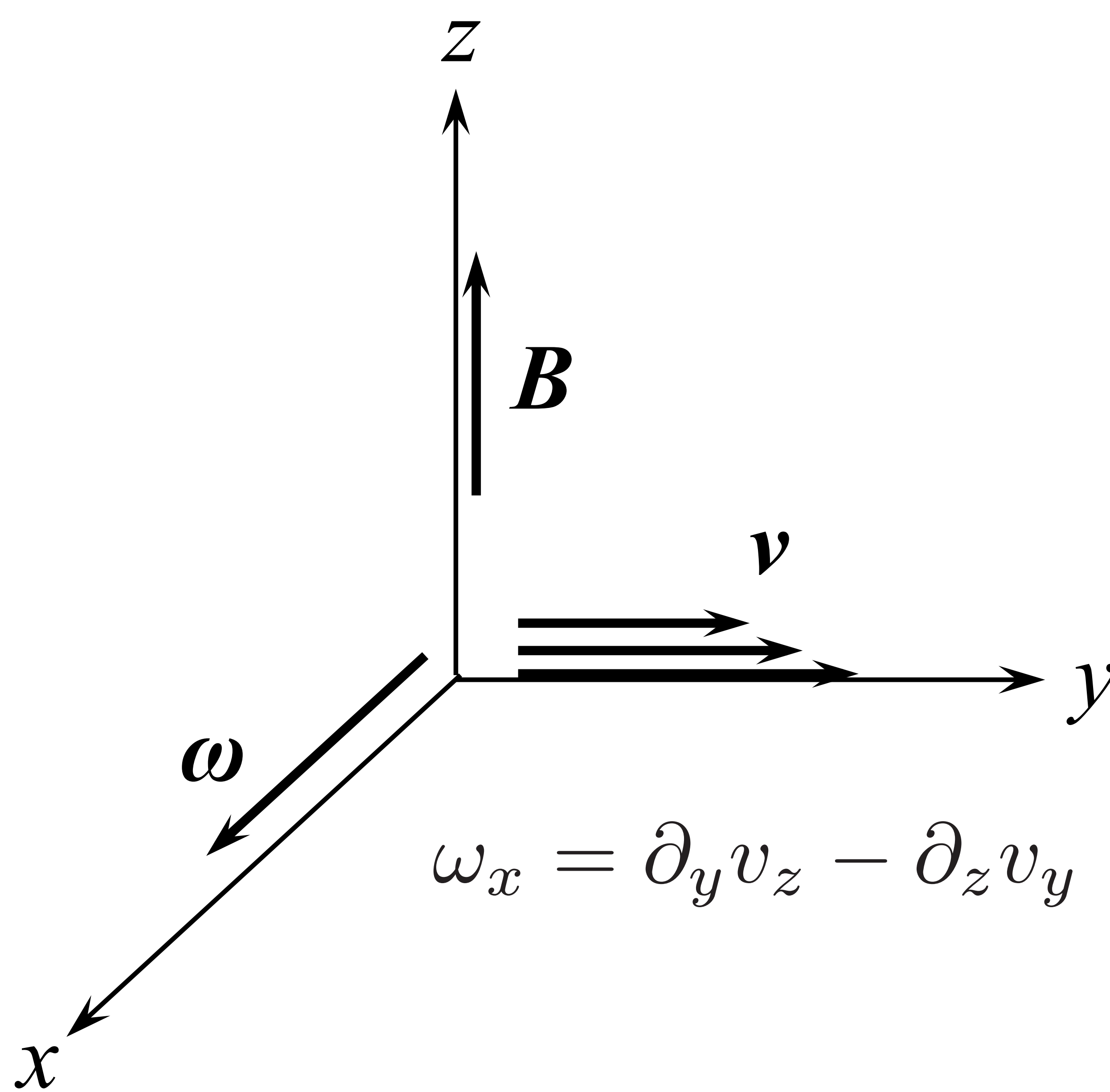
運動量保存則: $(\epsilon + P)\partial_t \boldsymbol{v} = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \xrightarrow[\boldsymbol{v} \perp \boldsymbol{B}]{} \partial_t \boldsymbol{v} \pm V_{\mathrm{T}} \partial_z \boldsymbol{v} = 0$

CVE: $\boldsymbol{j} = \pm \frac{T^2}{24} \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{v}$

$$V_{\mathrm{T}} = -\frac{1}{24} \frac{T^2}{\epsilon + P} B_z$$

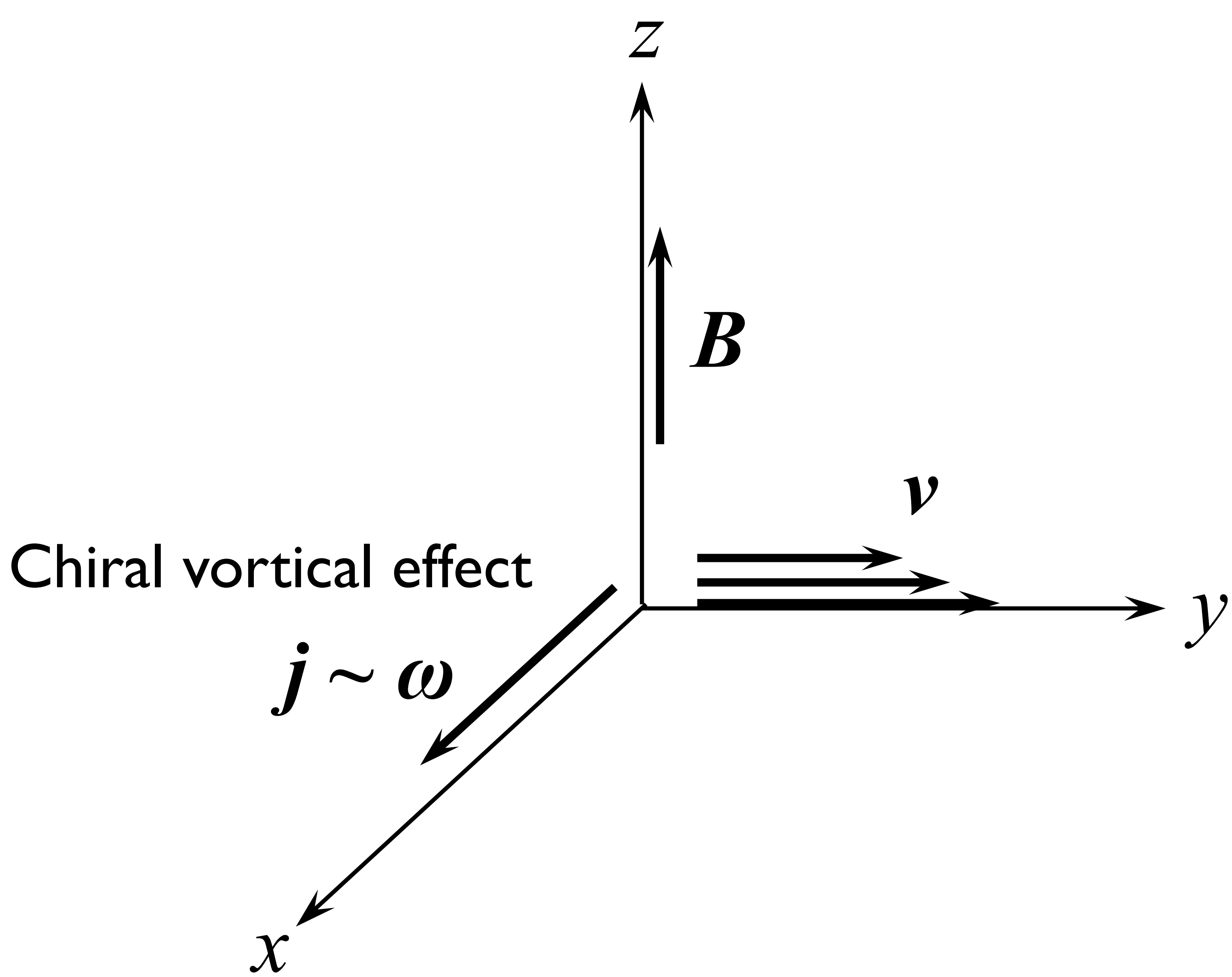
(横波)

定性的な議論

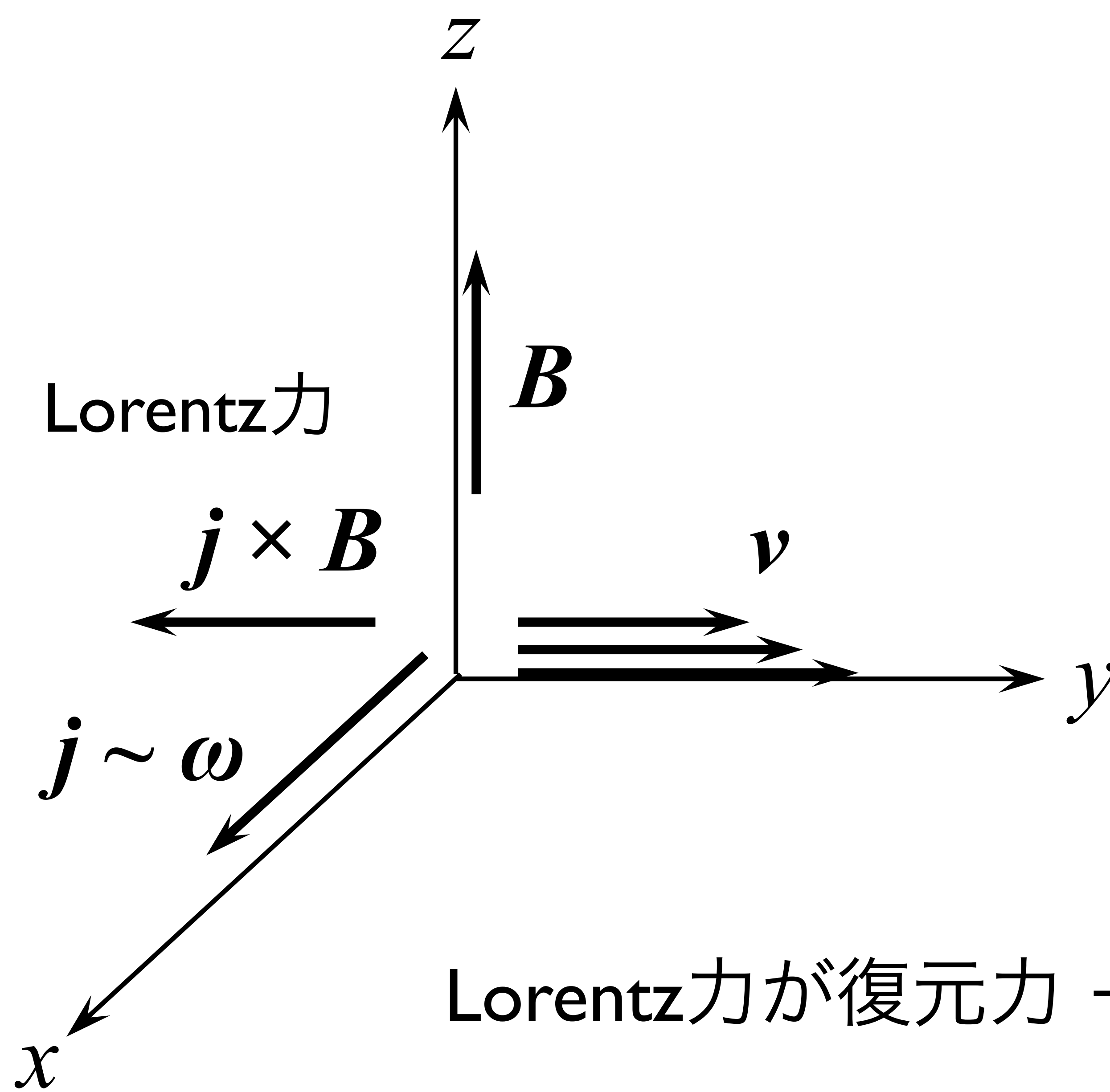


$$\omega_x = \partial_y v_z - \partial_z v_y > 0$$

定性的な議論



定性的な議論



Lorentz力が復元力 → $\boldsymbol{v}$の振動:

chiral Alfven wave

Chiral Plasma Instability (CPI)

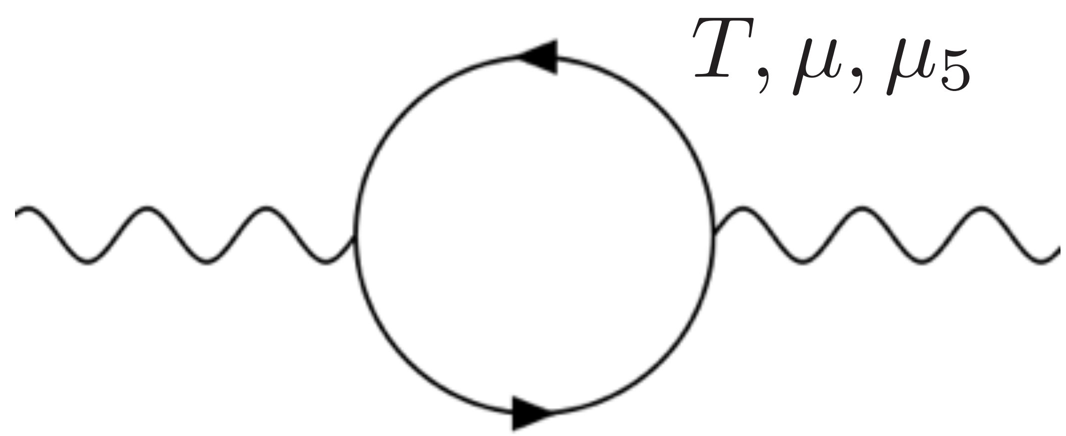
電弱理論 Redlich-Wijewardhana (1985); Rubakov (1986)

初期宇宙 Joyce-Shaposhnikov (1997)

QGP Akamatsu-NY (2013, 2014) 中性子星 Ohnishi-NY (2014)

Polarization tensor with μ_5

$$\Pi^{\mu\nu}(k) =$$



- $\Pi^{ij}(k)$ のテンソル分解 ($A_0 = 0$)

$$\hat{k}^i \hat{k}^j, \;\; \delta^{ij} - \hat{k}^i \hat{k}^j, \;\; i\epsilon^{ijk}\hat{k}^k$$

$$\Pi_-^{ij}(k) = \frac{e^2 \mu_5}{4\pi^2} i\epsilon^{ijk} \left(1 - \frac{\omega^2}{|\boldsymbol{k}|^2}\right) \left(1 - \frac{\omega}{2|\boldsymbol{k}|} \ln \frac{\omega + |\boldsymbol{k}|}{\omega - |\boldsymbol{k}|}\right) k^k$$

T=0 [Son-NY (2013)] T≠0 [Manuel, Torres-Rincon (2014)]

集団モード

- Maxwell方程式: $\partial_\nu F^{\nu\mu} = j^\mu$
- 線形応答理論: $j^\mu(k) = \Pi^{\mu\nu}(k) A_\nu(k)$

$$[k^2\delta^{ij} - k^i k^j + \Pi^{ij}(k)]A^j = 0$$

集団モード

- Maxwell方程式: $\partial_\nu F^{\nu\mu} = j^\mu$
- 線形応答理論: $j^\mu(k) = \Pi^{\mu\nu}(k) A_\nu(k)$

$$[k^2 \delta^{ij} - k^i k^j + \Pi^{ij}(k)] A^j = 0$$

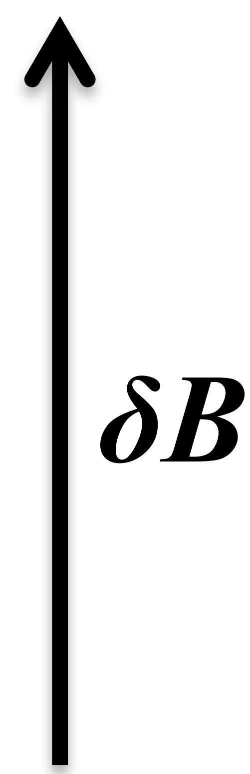
(Transverse part, $\omega \ll k$)

- μ_5=0 では $\omega = -\dfrac{4ik^3}{\pi m_D^2}$; $e^{-i\omega t} \sim e^{-\gamma(k)t}$ Landau減衰
- μ_5≠0 では $\omega = \dfrac{4ik^2}{\pi m_D^2}\left(\dfrac{e^2|\mu_5|}{4\pi^2} - k\right)$; $e^{-i\omega t} \sim e^{\gamma(k)t}$ for small *k*

Akamatsu-NY (2013)

プラズマ不安定性

カイラルプラズマ不安定性 (CPI)



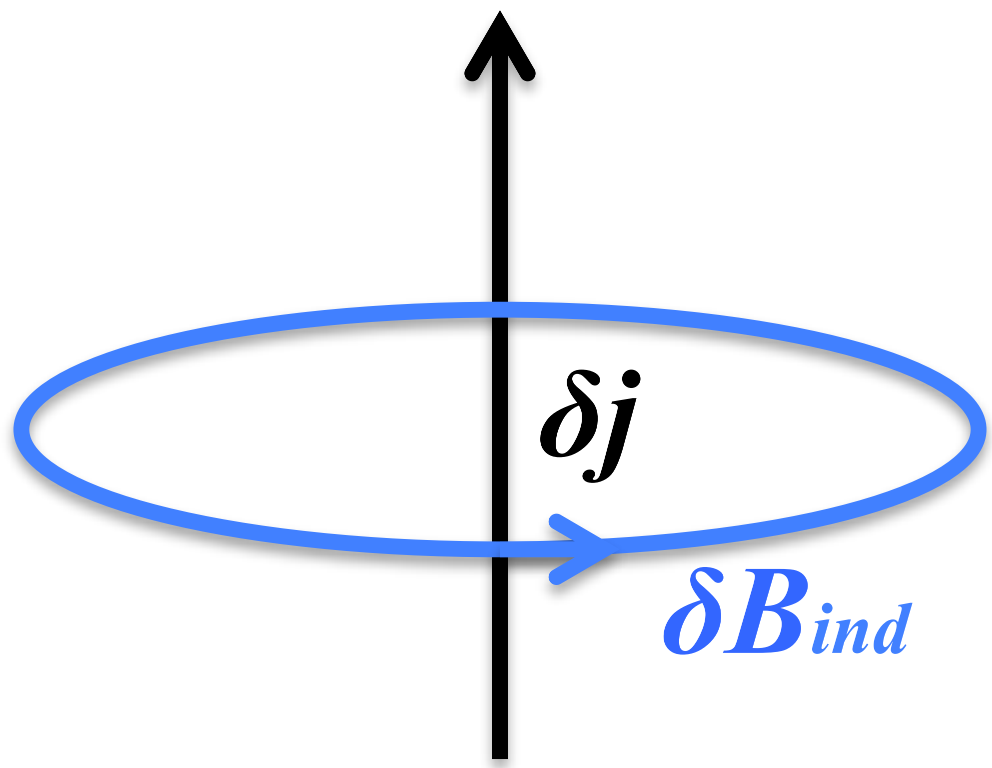
最初に一様な μ_5 があると仮定

カイラルプラズマ不安定性 (CPI)

カイラル磁気効果

$$\boldsymbol{\delta j} \sim \mu_5 \boldsymbol{\delta B}$$

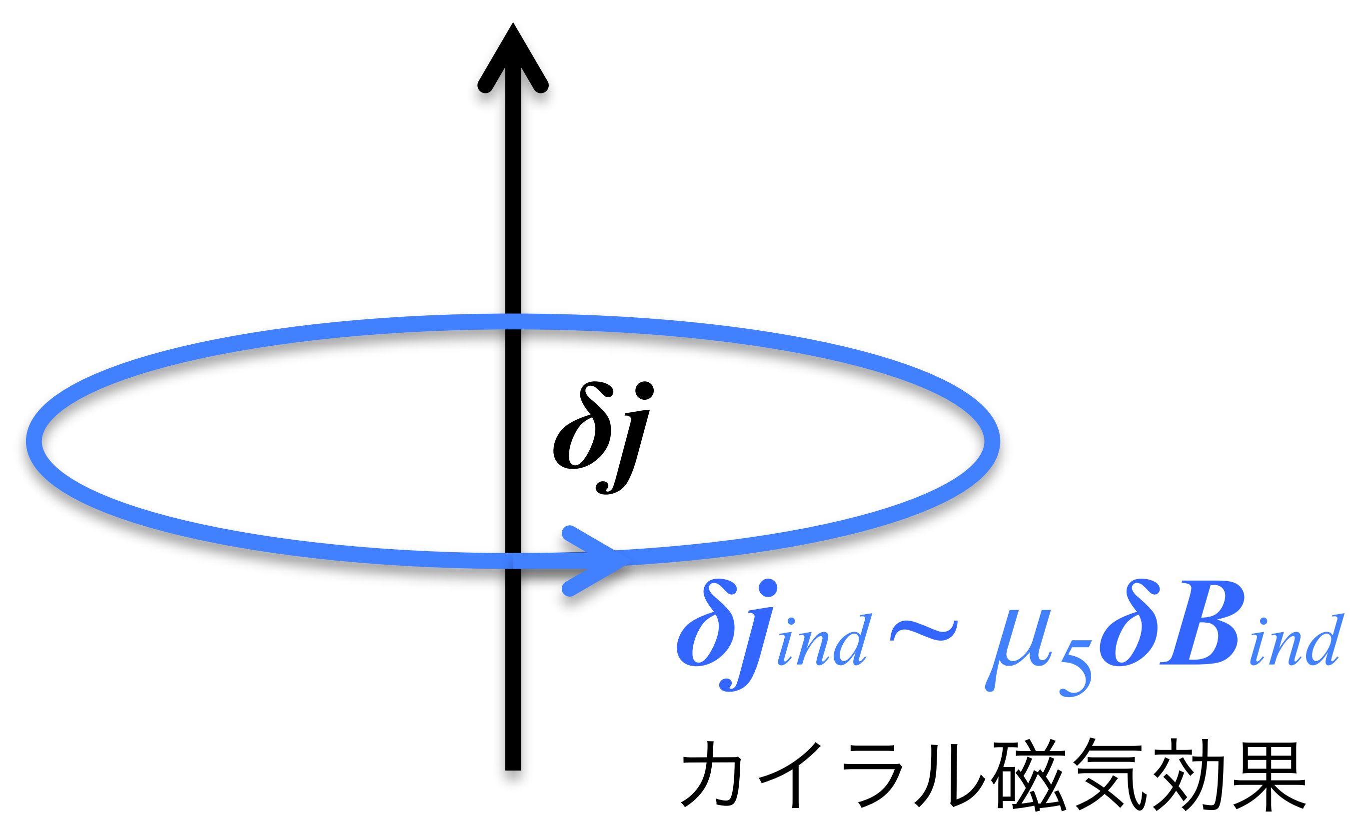
カイラルプラズマ不安定性 (CPI)



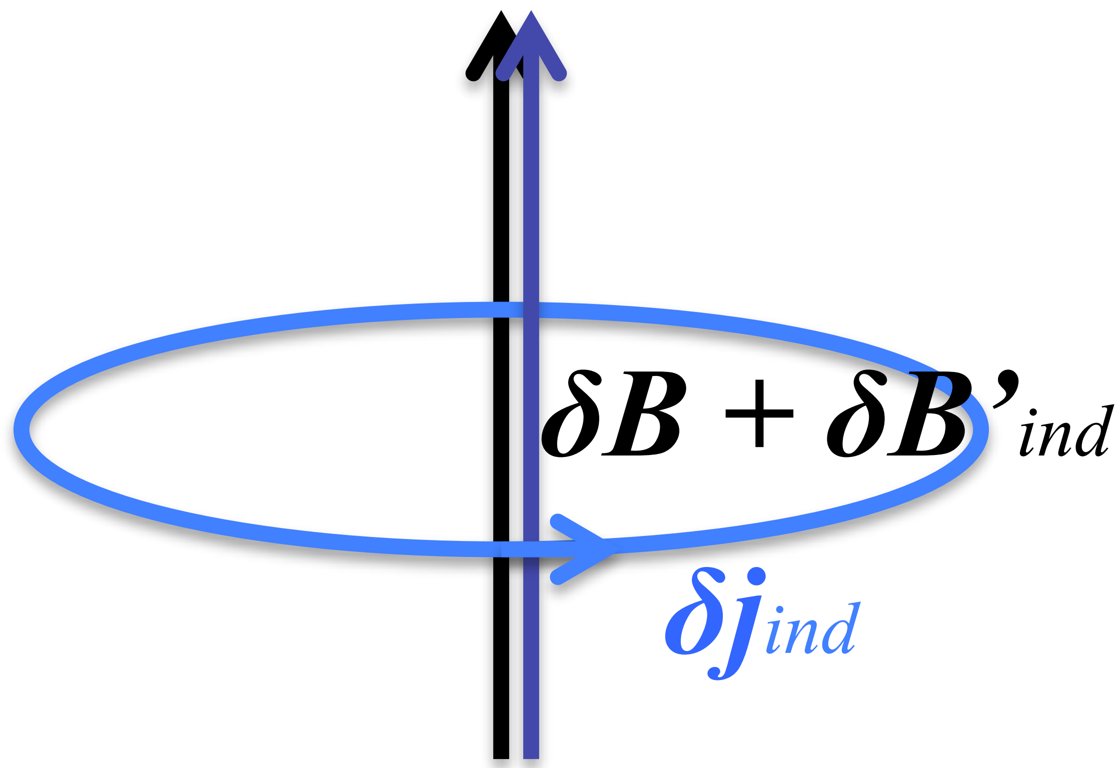
Ampereの法則

$$\nabla \times B = j$$

カイラルプラズマ不安定性 (CPI)



カイラルプラズマ不安定性 (CPI)

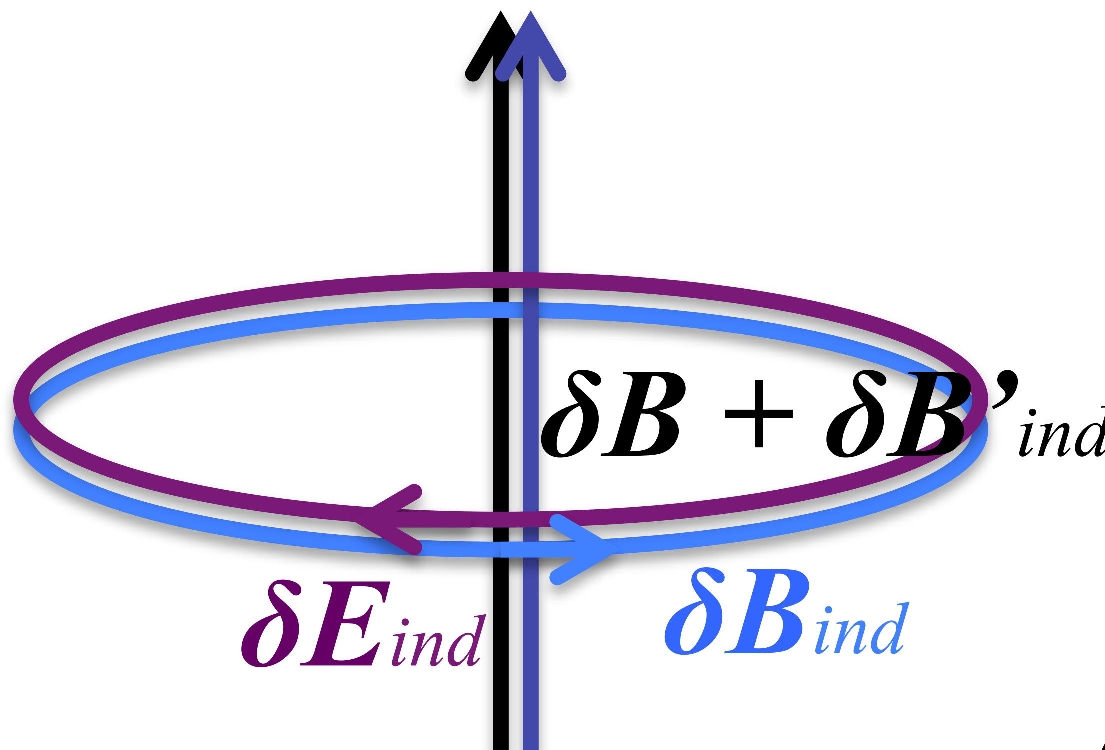


Ampereの法則

$$\nabla \times B = j$$

正のフィードバック：不安定性

カイラルプラズマ不安定性 (CPI)



Faradayの法則

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\partial_t \boldsymbol{B}$$

量子異常

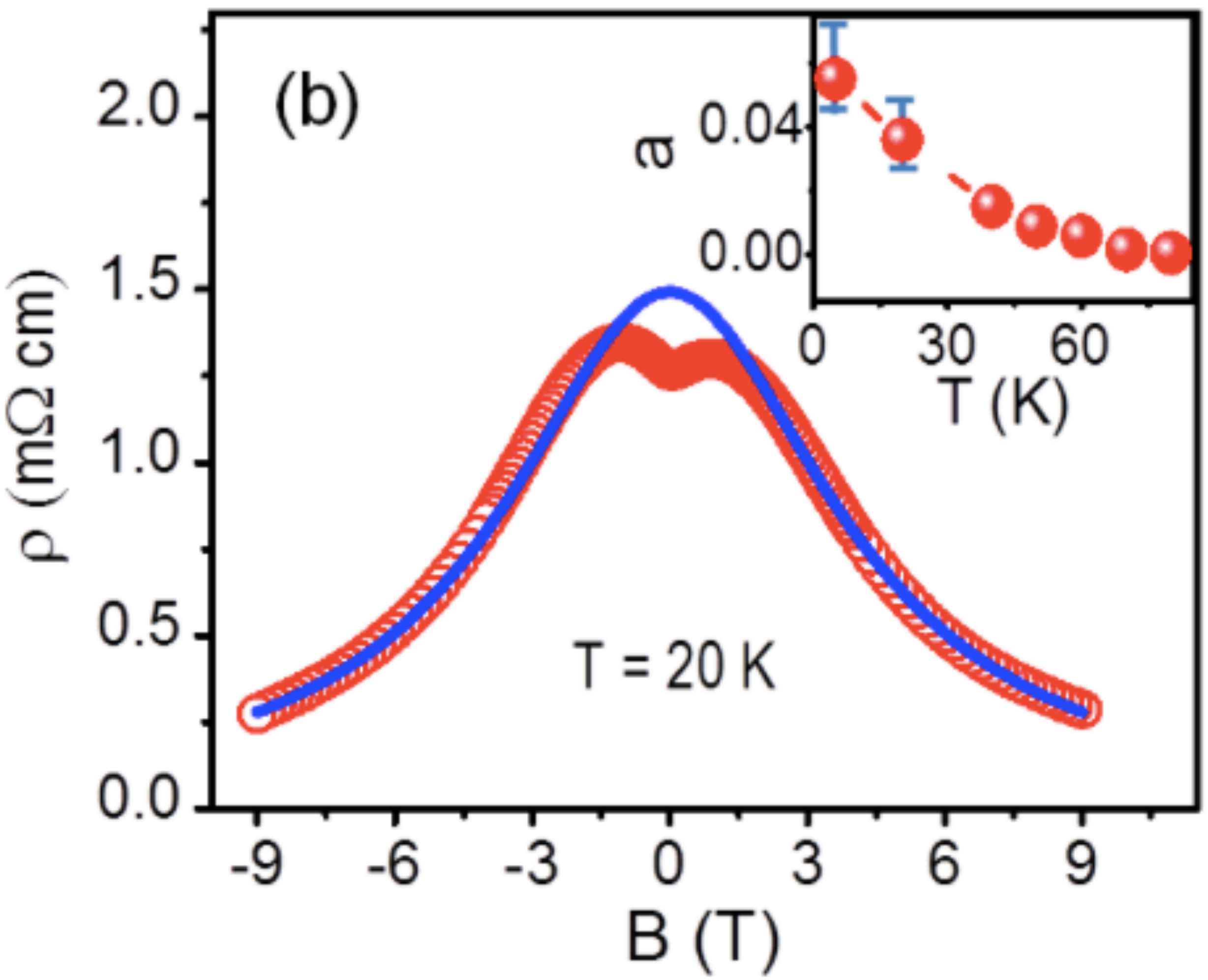
$$\Delta Q_5 = \# \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{B} < 0$$

自然は左右を等しくしようとする

物性・宇宙物理
への応用の例

負の磁気抵抗 (Weyl半金属)

$ZrTe_5$



$$\frac{\partial n_5}{\partial t} = C\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B} - \frac{n_5}{\tau}$$

定常状態： $n_5 = \tau C\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}$

$$j_{\rm CME} = C\mu_5 B = \underbrace{\frac{\tau}{\chi}(CB)^2}_{\sigma_{\rm CME}} E$$

$$\rho = (\sigma_{\rm Ohm} + \sigma_{\rm CME})^{-1}$$

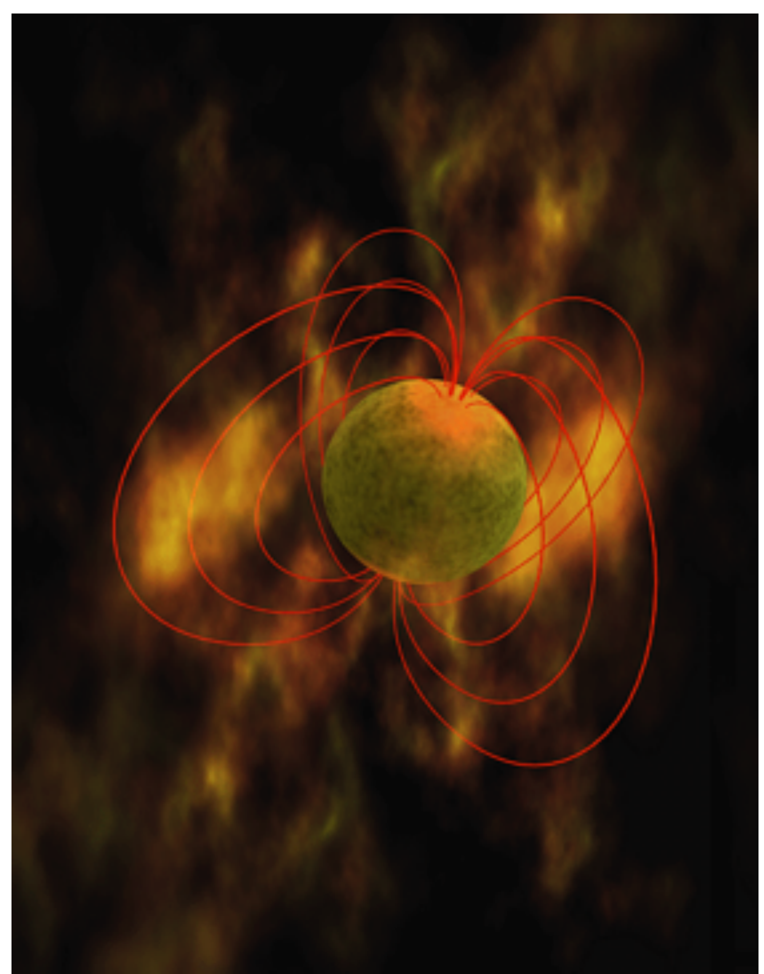
Son-Spivak (2013)

Q. Li *et al.* [arXiv:1412.6543 (cond-mat.str-el)];
J. Xiong *et al.* [arXiv:1503.08179 (cond-mat.str-el)]

量子異常とCMEの帰結

マグネター

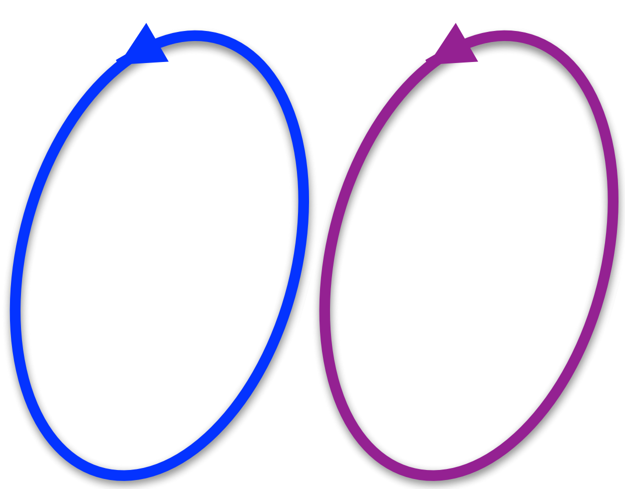
- マグネター：「宇宙最強の磁石」
- 表面磁場は最大 10^{15} G 程度
- このような強くて安定な磁場はどのように作られるのか？



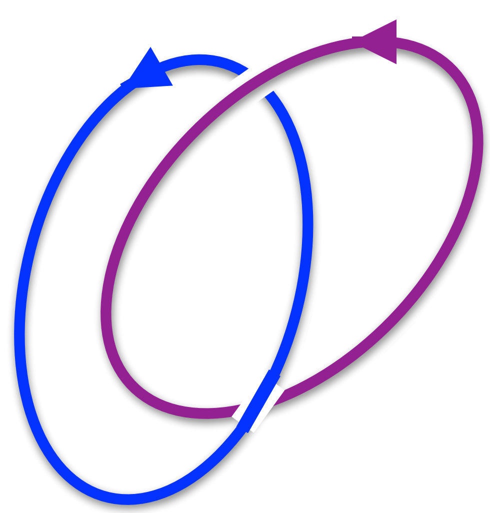
磁気ヘリシティ

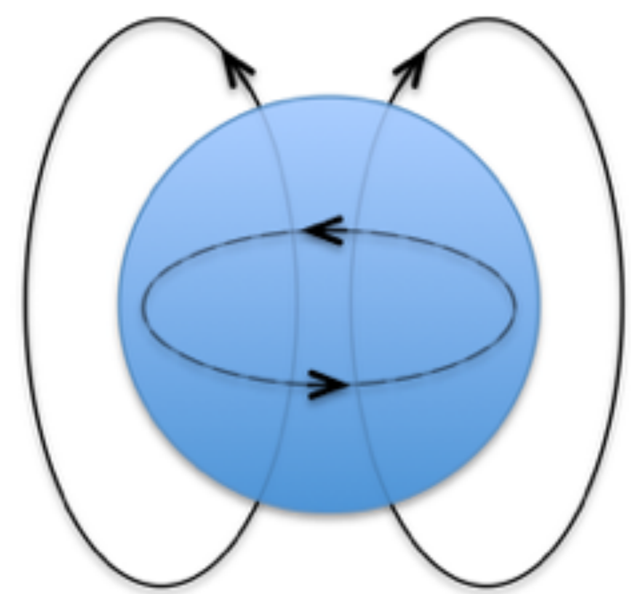
- 磁気ヘリシティ: $\mathcal{H} = \int d^3\boldsymbol{x}\, \boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B}$
- Gaussの絡み目数に比例：トポロジカルな安定性
- 電磁流体力学(MHD)の初期条件として仮定. その起源は？

$\mathcal{H} = 0$



$\mathcal{H} = -2\Phi_1\Phi_2$



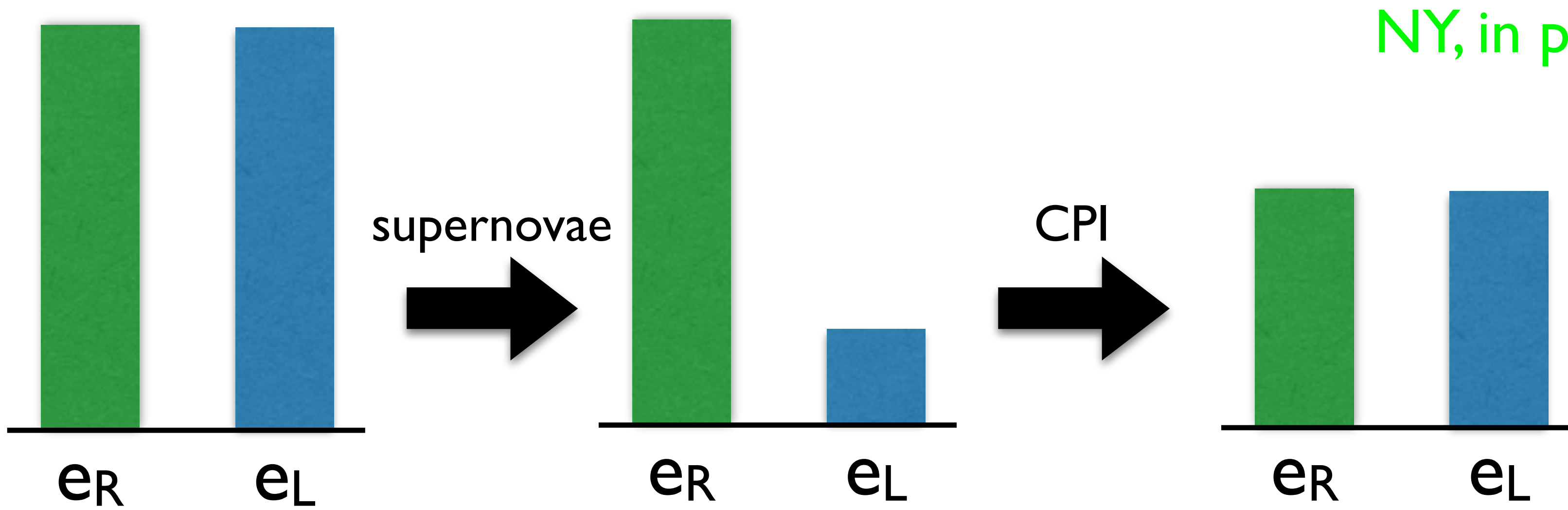


poloidal/toroidal磁場

CPIによるマグネター磁場

- 超新星爆発におけるニュートリノ放出: $p + e_L^- \to n + \nu_e^L$
- 右巻き電子の方が多く残る → この状態はCPIにより不安定
- ヘリシティの保存：電子のヘリシティ → 磁気ヘリシティ
- 磁気ヘリシティをもった強磁場の生成

Ohnishi-NY (2014);
Grabowska-Kaplan-Reddy (2015);
NY, in preparation



+ヘリカル磁場

Conclusion

- カイラリティによる新奇な輸送現象
- 量子異常 ⇆ 輸送理論 + Berry曲率
- カイラル輸送理論の宇宙・原子核・物性への応用
  - 初期宇宙や超新星爆発（特にニュートリノ物理）
  - カイラルトロニクスの可能性