

Nonequilibrium Andreev transport at the QGP–2SC interface

発表者：星野帆香

共同研究者：Tingyu Zhang（香港大）Mariusz Sadzikowski（Jagiellonian大）

田島裕之（東京大）橘基（佐賀大）

arXiv:2606.30521[nucl-th]

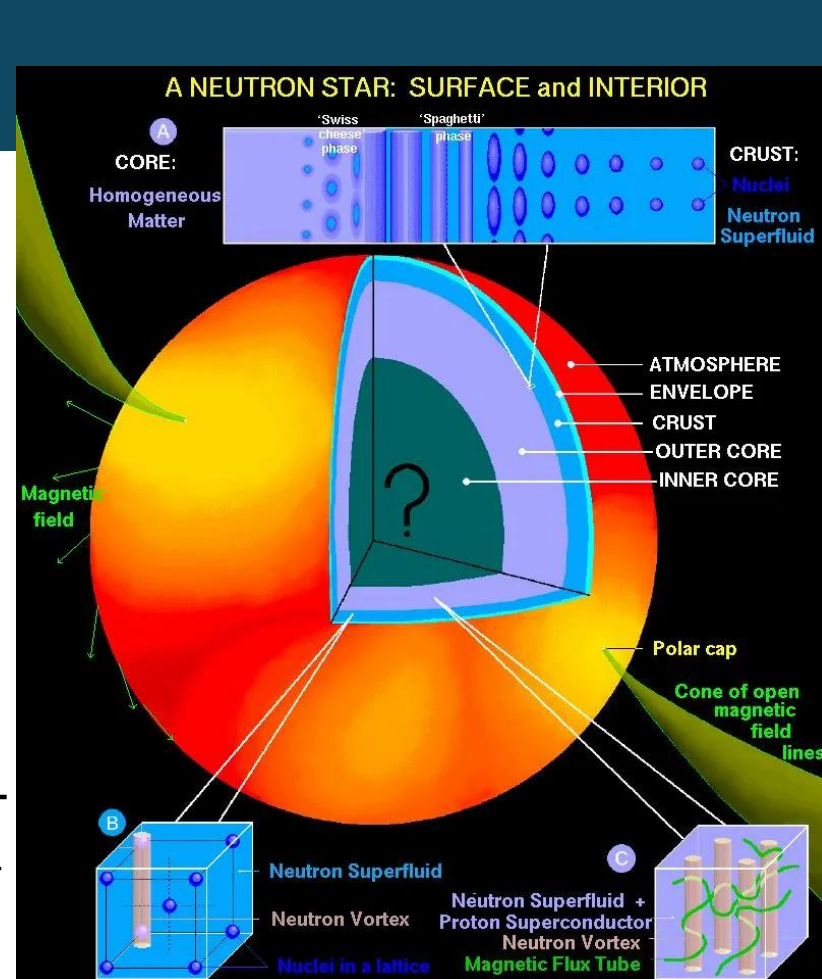
研究背景

中性子星の超高密度な中心部には、クォークが解放された**QGP**や**2SC**(カラー超伝導相)といったクォーク物質が存在する可能性が議論

相が共存すると

「境界（界面）」における物質やエネルギーの移動（輸送現象）が星の冷却や構造変化におおきな影響

従来の量子力学アプローチ（BdG法）などでは、しかし**相対論的効果や非平衡な粒子生成・消滅プロセスを記述できない**



研究目的

QGP–2SC界面における**クォークのトンネル輸送現象**を**場の量子論**に基づき理論的に解明すること

・理論手法の拡張（場の量子論の導入）

従来の量子力学（BdG法等）では困難だった**すべての散乱過程**（粒子の生成・消滅や高次過程）を包括的に記述するため、シュウィンガー・ケルディッシュ法を構築

・トンネル電流の特性解明

構築した枠組みから、バイアス差や運動量に対する**アンドレーエフ反射**等のペア相関トンネル電流の依存性を明らかに

モデル・計算手法

QGP領域と2SC領域を隔てる界面を考慮した有効ハミルトニアン

$$H = H_{\text{QGP}} + H_{\text{2SC}} + H_{\text{T}}$$

ここで、

$$H_{\text{QGP}} = \sum_{a,i,\mathbf{k}} q_{\mathbf{ka}}^{\dagger} (\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{k} + m\gamma_0 - \mu_{\text{QGP}}) q_{\mathbf{ka}}^i$$

(QGP→金属の常伝導に対応→Diracハミルトニアンで記述)

$$H_{\text{2SC}} = \sum_{a,i,\mathbf{k}} Q_{\mathbf{ka}}^{\dagger} (\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{k} + m\gamma_0 - \mu_{\text{2SC}}) Q_{\mathbf{ka}}^i + \frac{\Delta}{2} \sum_{a,b,i,j,\mathbf{k}} Q_{\mathbf{ka}}^{\dagger} \mathcal{M}_{ab}^{ij} Q_{\mathbf{kb}}^{\dagger} - \frac{\Delta^*}{2} \sum_{a,b,i,j,\mathbf{k}} Q_{\mathbf{-ka}}^i \mathcal{M}_{ab}^{ij} Q_{\mathbf{kb}}^j + \text{const.}$$

(2SC→金属の超伝導に対応→BCSハミルトニアンで記述)

界面は単一クォークトンネルハミルトニアン

$$H_{\text{T}} = \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}',a,b,i,j} \mathcal{T}_{\mathbf{k}\mathbf{k}',ab}^{ij} Q_{\mathbf{ka}}^{\dagger} \mathcal{M}_{ab}^{ij} q_{\mathbf{k'b}}^j + \text{h.c.}$$

QGPから2SC領域へ放出する電流は

$$\hat{I}_{\mathbf{kai}} = -i \sum_{\mathbf{k}',b,j} \mathcal{T}_{\mathbf{k}'\mathbf{k},ba}^{ji} Q_{\mathbf{k'b}}^{\dagger} \mathcal{M}_{ba}^{ji} q_{\mathbf{ka}}^i + \text{h.c.}$$

電流の非平衡期待値は、トンネルハミルトニアンを用いて展開することで評価され

$$I_{\mathbf{kai}}(t,t') = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_C dt_1 \cdots \int_C dt_n \times \left\langle T_C \hat{I}_{\mathbf{kai}}(t,t') H_{\text{T}}(t_1) \cdots H_{\text{T}}(t_n) \right\rangle_0$$

この式に南部ーゴルゴフ空間のグリーン関数

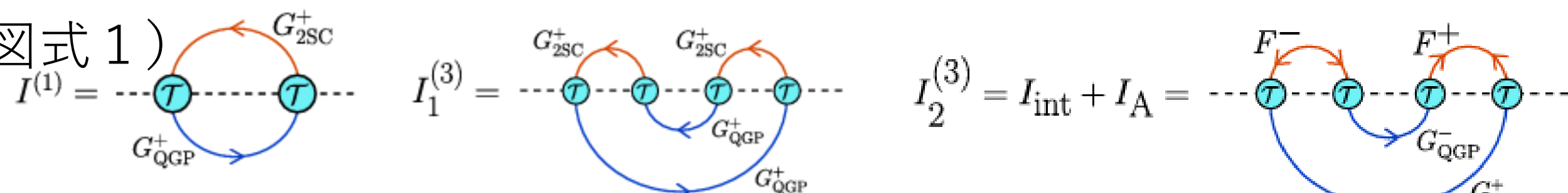
$$iG_{\alpha,\mathbf{k}ab}^{ij}(t,t') = \begin{pmatrix} G_{\alpha,\mathbf{k}ab}^{ij+}(t,t') & F_{\alpha,\mathbf{k}ab}^{ij-}(t,t') \\ F_{\alpha,\mathbf{k}ab}^{ij+}(t,t') & G_{\alpha,\mathbf{k}ab}^{ij-}(t,t') \end{pmatrix}$$

を導入すると

$$I_{\mathbf{kai}}^{(1)} = 4 \sum_{\mathbf{k}',b,j} |\mathcal{T}|^2 \int \frac{d\omega}{2\pi} \text{Tr} [\text{Im} G_{\text{QGP},\mathbf{k}\mathbf{a}}^{i+}(\omega - \Delta\mu) \times \text{Im} G_{\text{2SC},\mathbf{k'b}}^{j+}(\omega)] [f(\omega - \Delta\mu) - f(\omega)],$$

これは準粒子トンネル電流を表す。

(図式1)



計算手法②

界面を流れるトンネル電流

1, 中間電流

2SC領域における仮想的な異常伝播をまとった、単一クォークのトンネル過程

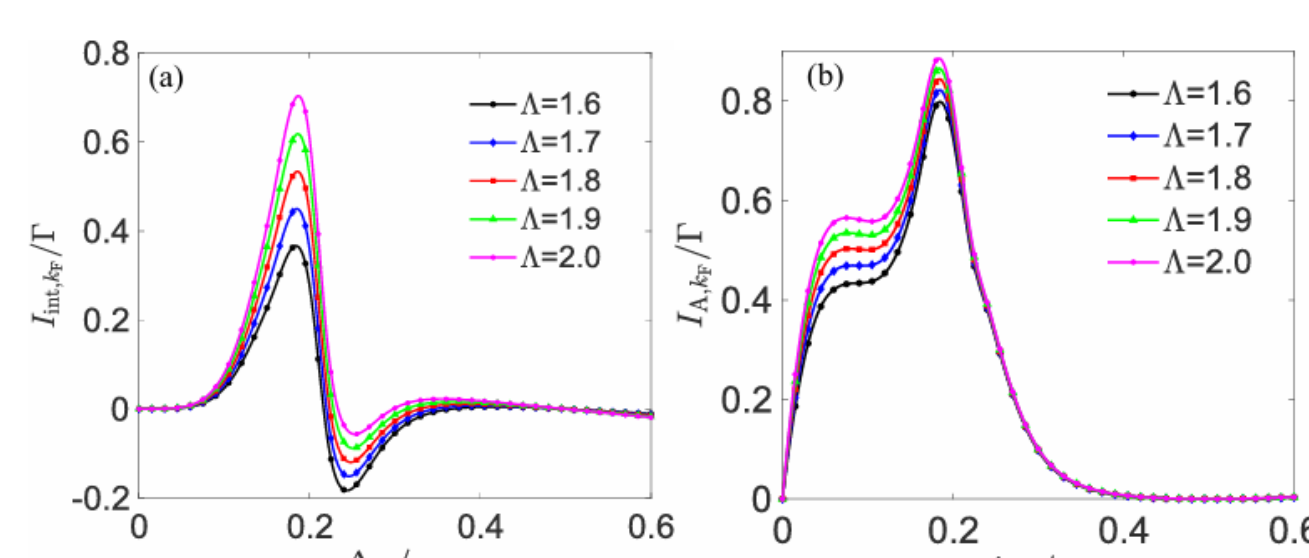
$$I_{\text{int},\mathbf{kai}} = 16 \sum_{\mathbf{k}'\mathbf{k}_1\mathbf{k}_1',\mathbf{bcd},\mathbf{jkl}} \mathcal{T}^4 \int \frac{d\omega}{2\pi} \text{Tr} [\text{Im} G_{\text{QGP},\mathbf{ka}}^{i+}(\omega - \Delta\mu) \text{Im} F_{\mathbf{k'b}}^{j-}(\omega) \text{Im} G_{\text{QGP},\mathbf{k}_1'\mathbf{c}}^{k-}(\omega + \Delta\mu) \text{Im} F_{\mathbf{k}_1\mathbf{d}}^{l+}(\omega) - \text{Im} G_{\text{QGP},\mathbf{ka}}^{i+}(\omega - \Delta\mu) \text{Im} F_{\mathbf{k'b}}^{j-}(\omega) \text{Re} G_{\text{QGP},\mathbf{k}_1'\mathbf{c}}^{k-}(\omega + \Delta\mu) \text{Re} F_{\mathbf{k}_1\mathbf{d}}^{l+}(\omega)] [f(\omega) - f(\omega - \Delta\mu)],$$

2, アンドレーエフ電流

QGPクォークがホールに化けて跳ね返ると同時に、2SC側ヘダイクォーク（クーパー対）が吸い込まれることで流れる電流

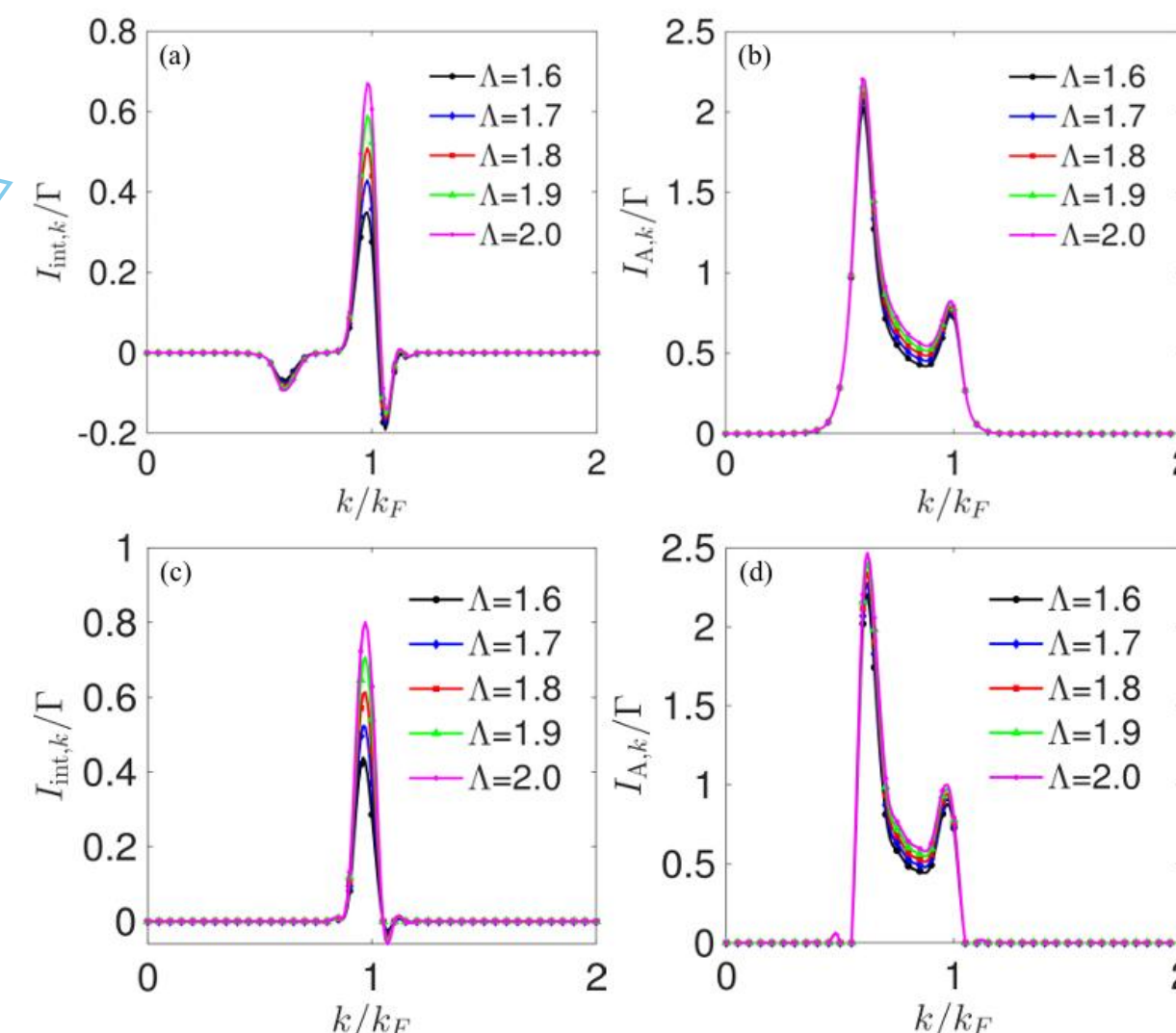
$$I_{\text{A},\mathbf{kai}} = 8 \sum_{\mathbf{k}'\mathbf{k}_1\mathbf{k}_1',\mathbf{bcd},\mathbf{jkl}} \mathcal{T}^4 \int \frac{d\omega}{2\pi} \text{Tr} [\text{Im} G_{\text{QGP},\mathbf{ka}}^{i+}(\omega - \Delta\mu) \text{Im} F_{\mathbf{k'b}}^{j-}(\omega) \text{Im} G_{\text{QGP},\mathbf{k}_1'\mathbf{c}}^{k-}(\omega + \Delta\mu) \text{Im} F_{\mathbf{k}_1\mathbf{d}}^{l+}(\omega) + \text{Im} G_{\text{QGP},\mathbf{ka}}^{i+}(\omega - \Delta\mu) \text{Re} F_{\mathbf{k'b}}^{j-}(\omega) \text{Im} G_{\text{QGP},\mathbf{k}_1'\mathbf{c}}^{k-}(\omega + \Delta\mu) \text{Re} F_{\mathbf{k}_1\mathbf{d}}^{l+}(\omega)] [f(\omega - \Delta\mu) - f(\omega + \Delta\mu)]$$

結果



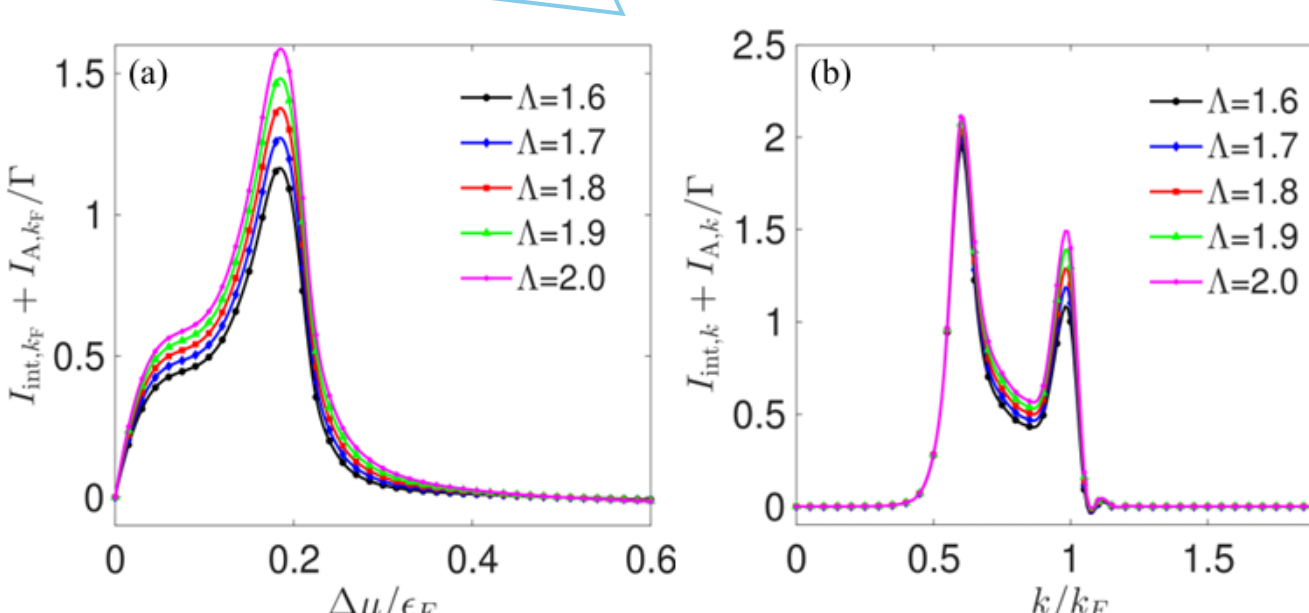
化学ポテンシャルバイアスに対する(a)中間電流、(b)アンドレーエフ電流の依存性

運動量カットオフΛを変化させた際の(a)中間電流、(b)アンドレーエフ電流の運動量依存性 (T≈25MeV)



低温極限 (T→0) における(c)中間電流、(d)アンドレーエフ電流の運動量依存性

(a)化学ポテンシャルバイアスおよび(b)運動量に対する総異常トンネル電流の依存性



(a),(b)のピークは、QGPスペクトル関数と異常な2SCスペクトル分岐との間の**共鳴**に起因

$$\Delta\mu - \mu_{\text{QGP}} + k \simeq \pm|\Delta|$$

まとめ

1, 場の量子論（シュウィンガー・ケルディッシュ法）による理論構築

・QGP–2SC界面における輸送現象を記述するため、有効場の量子論に基づくシュウィンガー・ケルディッシュ定式化を構築した。

2, 赤-緑クォークのペアリングとアンドレーエフ反射

・赤-緑クォークのペアリングにより、界面での相関輸送（界面電流やアンドレーエフ反射）が生じることを示した。
・アンドレーエフ反射に伴い、QGPクォークがホールへと変換され、2SC側ヘクーパー対が取り込まれる（凝縮体へ注入）過程を明確にした。

3, トンネル電流のバイアス・運動量依存性の解明

・バイアス依存性：バイアス（エネルギー差）が2SCのギャップ幅と同程度になると、異常な寄与（ペア相関電流）が著しく増強される。
・運動量依存性：クォークの入射運動量に対する依存性は、共鳴条件によって支配されることを明らかにした。

今後の展望

1, 非平衡ダイナミクスの定量的解析

非平衡状態から平衡状態への緩和過程や、カラー相転移に起因する復元力について、定量的な解析へと理論を展開する。

2, 核天体物理学への応用・発展

これらの巨視的な輸送現象や緩和ダイナミクスを解明することで、中性子星の冷却プロセスやグリッチのメカニズム解明・高精度シミュレーションへと貢献を目指す。