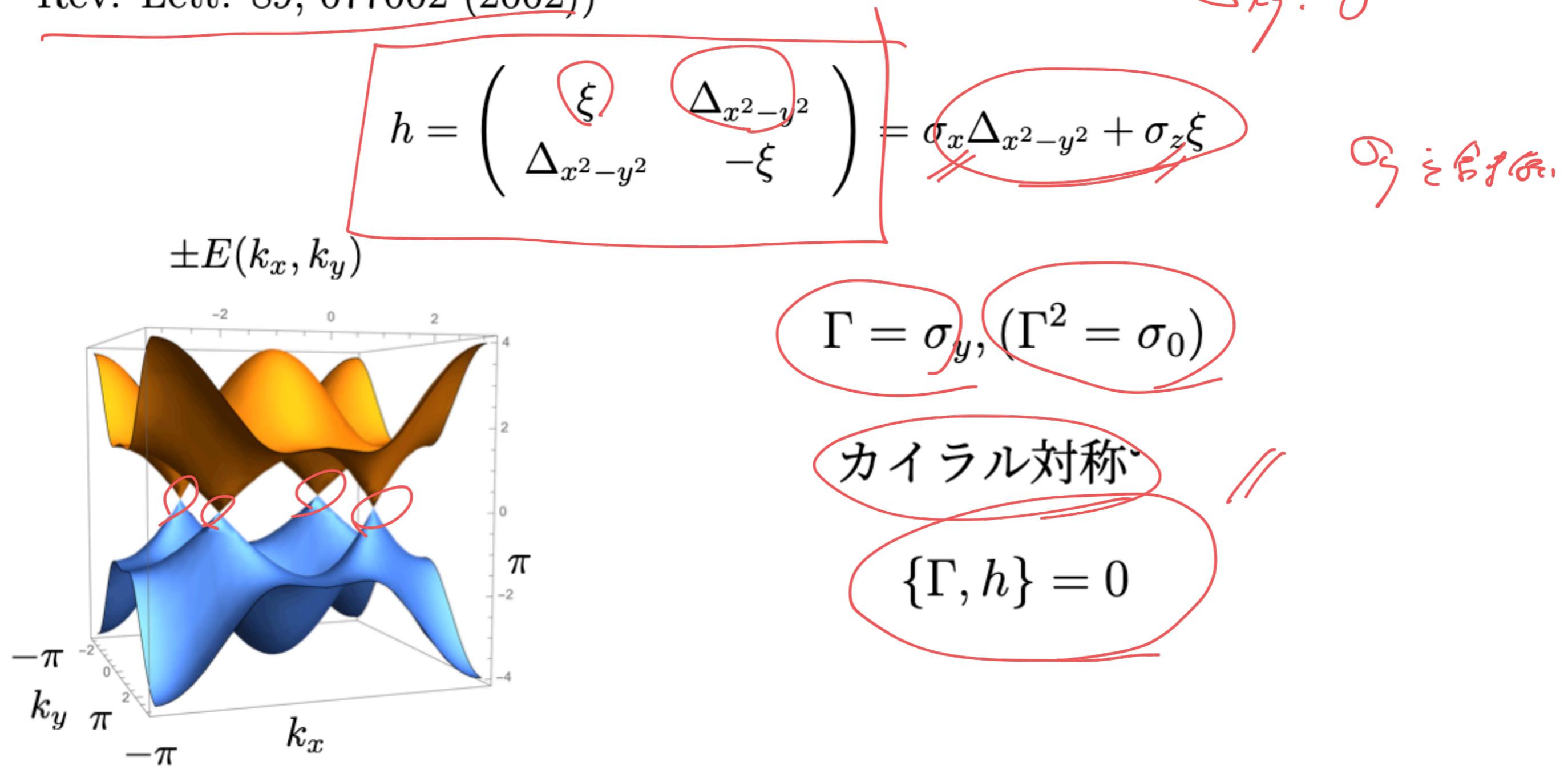


9.3 d -波超伝導のアンドレーフ局在状態とバルクエッジ対応

ここでは $\Delta_{xy} = 0$ の d -波の超伝導を考えよう。 (S. Ryu and Y. Hatsugai, Phys. Rev. Lett. 89, 077002 (2002))



$$t = 1, \Delta_{x^2-y^2} = 0.4$$

$$\Delta_{xy} = 0.0$$

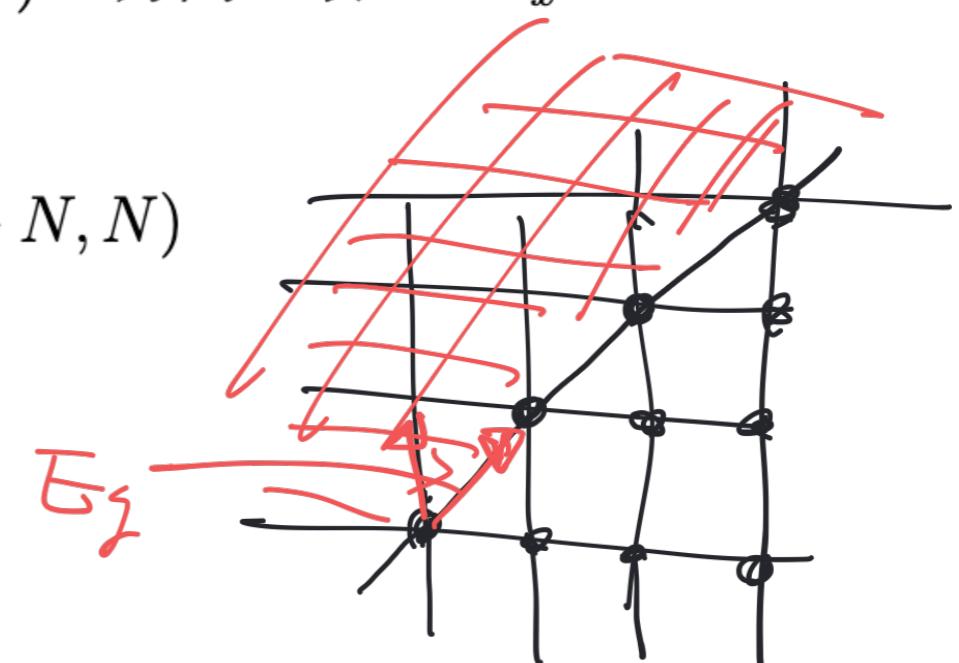
ここで実空間で y 軸の代わりに y' 軸をベクトル $E_y = (1, 1)$ の方向に取って $e_x = (1, 0)$, $E_y = (1, 1)$ で全格子点を次のように表そう ($\mu = 0$)。

$$(m, n) = m e_x + n e_y = M e_x + N \underline{\underline{E_y}} = (M + N, N)$$

$$N = n$$

$$M = m - n$$

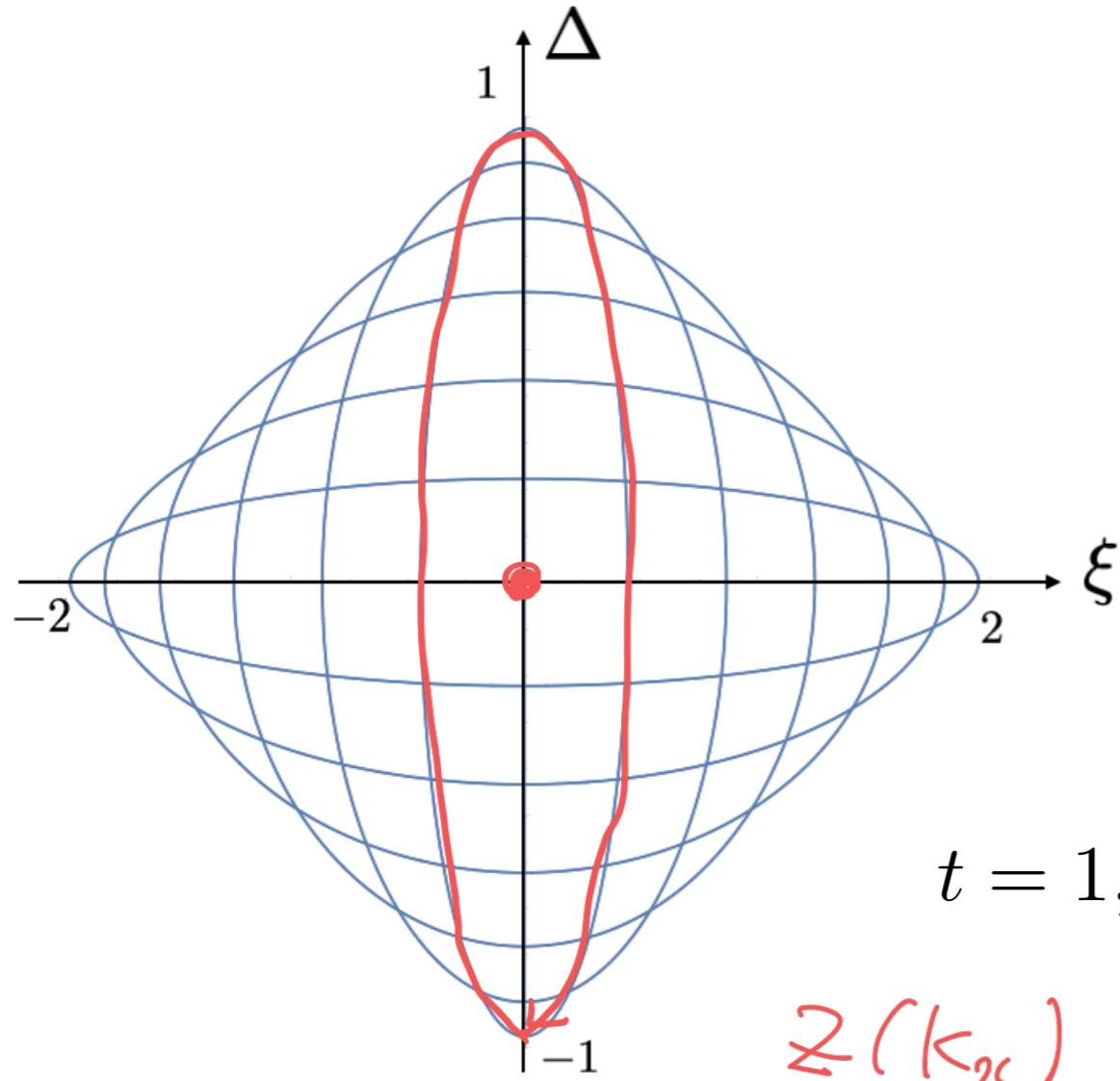
$$\mathbf{c}_{mn} = \mathbf{c}_{M+N, N} = \mathbf{C}_{M, N}$$



$$\begin{aligned} H &= \sum_{mn} [\mathbf{c}_{m+1,n}^\dagger \begin{pmatrix} t & \Delta_{x^2-y^2} \\ \Delta_{x^2-y^2} & -t \end{pmatrix} \mathbf{c}_{m,n} + \mathbf{c}_{m,n+1}^\dagger \begin{pmatrix} t & -\Delta_{x^2-y^2} \\ -\Delta_{x^2-y^2} & -t \end{pmatrix} \mathbf{c}_{m,n}] + h.c. \\ &= \sum_{MN} [\mathbf{C}_{M+1,N}^\dagger \begin{pmatrix} t & \Delta_{x^2-y^2} \\ \Delta_{x^2-y^2} & -t \end{pmatrix} \mathbf{C}_{M,N} + \mathbf{C}_{M-1,N+1}^\dagger \begin{pmatrix} t & -\Delta_{x^2-y^2} \\ -\Delta_{x^2-y^2} & -t \end{pmatrix} \mathbf{C}_{M,N}] + h.c. \end{aligned}$$

新しい座標 (M, N) に関してフーリエ変換して $C_{M,N} = L^{-1} \sum_{MN} e^{i(K_x M + K_y N)} \mathbf{C}(K_x, K_y)$ とすると

$$H = \sum_K [\mathbf{C}^\dagger(K) \begin{pmatrix} 2t[\cos K_x + \cos(K_x - K_y)] & 2\Delta_{x^2-y^2}[\cos K_x - \cos(K_x - K_y)] \\ 2\Delta_{x^2-y^2}[\cos K_x - \cos(K_x - K_y)] & -2t[\cos K_x + \cos(K_x - K_y)] \end{pmatrix} \mathbf{C}(K)]$$



$$z = \xi + i\Delta$$

$$\xi = 2t[\cos K_x + \cos(K_x - K_y)] //$$

$$\Delta = 2\Delta_{x^2-y^2}[\cos K_x - \cos(K_x - K_y)] //$$

$$t = 1, \Delta_{x^2-y^2} = 0.4$$

$$z(K_x) \quad K_x : 0 \rightarrow 2\pi$$

により K_y ごとに K_x の関数とみると複素平面上で z が原点を $K_x : 0 \rightarrow 2\pi$ で一回囲むことが分かる（図）。この性質は明らかに t や $\Delta_{x^2-y^2}$ を少し変更しても不变であり、原点周りの回転数が 1 であることを意味する。これも詳細な議論は紹介する時間がないが、この事実は、二次元の d -波超伝導体が K_y 軸に平行な境界を持つとき、その境界にゼロエネルギーの束縛状態（アンドレーフ局在状態）をもつことを意味し、これも典型的な「バルクエッジ対応」と理解できる。