20ss20k 年 l 度 zssszz 卒 s 業論文 lz

超伝導準 sssss 集中定数回路を用いた 高強度結合素子slの製作

2020 年 10 月 8 日

東京理科 ss 大学 理学研究科物理学専攻　蔡研究室
（学籍番号 1219537）

宮永　崇史

東京 mmj 理科大学 理学 s 研究 s 科物理学専攻

第 1 章

sssszs 序論

2 llsssss この章で従来の [1] 量子アニーリング手法について簡便に解説したのち、今福さんによる新手法の意義、方法について述べる。

1.1 アニーリング量子計算 sss

基底状態探索として近年量子アニーリングという手法がよく使われている。この計算手法は駆動ハミルトニアンを V と定義したときに系のハミルトニアンを

$$\hat{H}(t) = s(t)\hat{H} + (1 - s(t))\hat{V} \tag{1.1}$$

と定義する。初期状態は $t = 0$ で $s(t) = 0$、$t = t_f$ で $s(t_f) = 1$ であることに注意する。量子力学の断熱定理によれば系の初期状態を初期ハミルトニアン V で用意すれば逐次的にハミルトニ a アンを変動させることで $t = t_f$ ではハミルトニアン H_f において基底状態を実現することができるというものである。

上式によればエネルギー gap が小さければ小さいほ

第 2 章

Appendix

ここで dl は、卒業論 s 文 sssssss 本旨に j は記載 eee しなかった計算の類をまとめておく。

.1 Appendix

ここでは、Hamiltonian の変換を行う。

$$\hat{\mathcal{H}} = \hbar \begin{pmatrix} \hat{a}^\dagger & \hat{b}^\dagger \end{pmatrix} \left(\begin{array}{cc} \tilde{\omega}_a & g(\Phi) \\ g(\Phi) & \hat{\omega}_b \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \hat{a} \\ \hat{b} \end{array} \right) \tag{1}$$

$$= \hbar\hat{\omega}_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar\hat{\omega}_b \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hbar g(\Phi) \left(\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{a}\vec{b}^{+} \right) \tag{2}$$

$$\hat{c}_\pm = \frac{\hat{a} \pm \hat{b}}{\sqrt{2}} \quad \hat{c}_+^\dagger = \frac{\hat{a}^\dagger \pm \hat{b}^\dagger}{\sqrt{2}} \tag{3}$$

$$\hat{a}^\dagger = \frac{\hat{c}_+^\dagger + \hat{c}_-^\dagger}{\sqrt{2}} \quad \hat{b} = \frac{\hat{c}_+^\dagger - \hat{c}_-^\dagger}{\sqrt{2}} \tag{4}$$

$$\hat{a} = \frac{\hat{c}_+ + \hat{c}}{\sqrt{2}} \quad \hat{b} = \frac{\hat{c}_+ - \hat{c}_-}{\sqrt{2}} \tag{5}$$

$$\hat{a}^\dagger \hat{a} = \frac{1}{2} \left(\hat{c}_+^\dagger + \hat{c}_-^+ \right) \left(\hat{c}_t + \hat{c}_- \right) \quad \hat{a}^\dagger \hat{b} = \frac{1}{2} \left(\hat{c}_t^+ + \hat{c}_-^+ \right) \left(\hat{c}_+ - \hat{c}_- \right) \tag{6}$$

$$\hat{b}\hat{b} = \frac{1}{2} \left(\hat{c}_t + \hat{c}_-^+ \right) \left(\hat{c}_+ - \hat{c}_- \right) \quad \hat{a}\hat{b}^\dagger - \frac{1}{2} \left(\hat{c}_t + \hat{c}_- \right) \left(\hat{c}_t^+ - \hat{c}_-^+ \right) \tag{7}$$

$$\hat{a}^\dagger \hat{a} = \frac{1}{2} \left[\hat{c}_t^+ \hat{c}_+ + \hat{c}_t^+ \hat{c} + \hat{c}_-^+ \hat{c}_t + \hat{c}_-^+ \hat{c}_- \right] \tag{8}$$

$$\hat{b}^\dagger \hat{b} = \frac{1}{2} \left[\hat{c}_t^* \hat{c}_t - \hat{c}_t^n \hat{c} - \hat{c}_-^+ \hat{c}_t + \hat{c}_-^+ \hat{c} - \right] \tag{9}$$

$$\hat{a}^\dagger\hat{b} = \frac{1}{2}\left[\dot{c} + \hat{c}_t - \hat{c}_t\hat{c}_- + \hat{c}_-^+\hat{c}_t - \hat{c}'_-\hat{c}_-\right] \tag{10}$$

$$\hat{a}\hat{b}^\dagger = \frac{1}{2}\left[\hat{c}_+\hat{c}_+^4 - \hat{c}_+\hat{c} \pm +\hat{c} - \hat{c}_+^2 - \hat{c} - \hat{c}_-\right] \tag{11}$$

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2}\hat{w}_a\left[\hat{c}_t^+\hat{c}_+ + \hat{c}_t^+\hat{c} + \hat{c}_-^+\hat{c}_t + \hat{c}_-^+\hat{c}_-\right] \tag{12}$$

$$+\frac{\hbar}{2}\hat{\omega}_b\left[\hat{c}_+^+\hat{c}_+ - \hat{c}_+^+\hat{c}_- - \hat{c}_-^+\hat{c}_+ + \hat{c}_-^+\hat{c}_-\right] \tag{13}$$

$$+\frac{\hbar}{2}g\left[2\hat{c} + \hat{c}_+ - 2\hat{c}_-\hat{c}\right] \tag{14}$$

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2}\left(\hat{\omega}_a + \hat{\omega}_b + 2g(\Phi)\right)\hat{c}_t^+\hat{c}_+ + \frac{\hbar}{2}\left(\hat{w}a + \hat{w}_b - 2g(\Phi)\right)\hat{c}_-^+\hat{c}_- \tag{15}$$

$$+\frac{\hbar}{2}A\left(\hat{w}_a - \hat{w}_b\right)\left(\hat{c}_t + \hat{c}_- + \hat{c}_+\hat{c}_-\right) \tag{16}$$

$$\omega_a + \bar{c}_b + 2g(\Phi) = \Omega+ \tag{17}$$

$$\omega_a + \bar{c}_b - 2g(\Phi) = \Omega- \tag{18}$$

$$\hat{\omega}_a - \hat{w}_b = \Delta \tag{19}$$

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2}\Omega + \hat{c} + \hat{c} + \frac{\hbar}{2}\Omega - \hat{c} \pm \hat{c} + \frac{\hbar}{2}\Delta\left(\hat{c} + \hat{c} + \hat{c}_+\hat{c}_-^+\right) \tag{20}$$

$$-\frac{\hbar}{2}\left(\begin{array}{cc} \hat{c}_+ & \hat{c}\pm \end{array}\right)\left(\begin{array}{cc} \Omega_1 & \Delta \\ 2 & \Omega_2 \end{array}\right)\left(\begin{array}{c} \hat{c}_+ \\ \hat{c}_- \end{array}\right) \tag{21}$$

.2　結合素子の諸々計算

dc-SQUID のインダクタンスは

$$L_s(\Phi) = \frac{\Phi_0}{4\pi I_c|\cos(\phi_-^{min}(\Phi_{ext}))|} \tag{22}$$

と記述することができる。

$$\Phi = \Phi_{ext} + L_{loop} \tag{23}$$

$$\beta_{dc} = \frac{2\pi L_{loop}I_c}{\Phi_0} \tag{24}$$

とすると。

参考文献

[1] Y. Nakamura, Y. A. Pashkin, and J. Tsai, "Coherent control of macroscopic quantum states in a single-cooper-pair box", nature **398**, 786 (1999).