

Zusammenfassung der 20. Vorlesung (16.05.08)

1.4.8 Das "Entanglement of Formation" (4.Fortsetzung):

Aus dem Beweis des Lemmas entnehmen wir noch das folgende Korollar:

Korollar: Sei ρ Dichteoperator in $\mathbf{C}^2 \otimes \mathbf{C}^2$, und seien $\lambda_i, i = 0, 1, 2, 3, \lambda_0 \geq \lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq 0$ die Eigenwerte von $R(\rho) := \sqrt{\sqrt{\rho} \tilde{\rho} \sqrt{\rho}}$. Unabhängig vom Vorzeichen von $\mathcal{C}(\rho) := \lambda_0 - \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3$, gibt es eine reine Zerlegung $\rho = |\sum_{i=0}^3 r_i |\Xi_i\rangle\langle \Xi_i|$ mit $\sqrt{r_i r_k} \langle \Xi_i | \tilde{\Xi}_k \rangle = \epsilon_i \lambda_i \delta_{ik}$, $\epsilon_0 = 1$ und $\epsilon_\nu = -1, \nu = 1, 2, 3$.

Trivialer Weise gilt $E_f(\rho) \leq F \circ \mathcal{C}(\rho)$. Wir zeigen nun aber, dass

$$\mathcal{C}(\rho) \leq \sum_{\mu=1}^M l_\mu \mathcal{C}(\Lambda_\mu), \quad \text{wenn nur} \quad \rho = \sum_{\mu} l_\mu |\Lambda_\mu\rangle\langle \Lambda_\mu|$$

gilt. Dazu können wir von der im Korollar behaupteten Existenz der reinen Zerlegung in die $|\Xi_i\rangle\langle \Xi_i|$ ausgehen und für Λ_μ

$$\sqrt{l_\mu} \Lambda_\mu = \sum_{i=1}^3 s_{\mu i} \sqrt{r_i} \Xi_i \quad \text{mit} \quad \sum_{\mu=1}^N s_{\mu i} \bar{s}_{\mu k} = \delta_{ik}$$

ansetzen. Dann folgt

$$\begin{aligned} \sum_{\mu=1}^N l_\mu \mathcal{C}(\Lambda_\mu) &= \sum_{\mu=1}^N l_\mu | \langle \Lambda_\mu | \tilde{\Lambda}_\mu \rangle | = \sum_{\mu=1}^N l_\mu \left| \sum_{i,k=0}^3 \bar{s}_{\mu i} \bar{s}_{\mu k} \frac{\sqrt{r_i r_k}}{l_\mu} \langle \Xi_i | \tilde{\Xi}_k \rangle \right| \\ &= \sum_{\mu=1}^N \left| \sum_{i=0}^3 \bar{s}_{\mu i} \bar{s}_{\mu i} r_i \langle \Xi_i | \tilde{\Xi}_i \rangle \right| \\ &= \sum_{\mu=1}^N \left| \frac{s_{\mu 0}}{\bar{s}_{\mu 0}} \sum_{i=0}^3 \bar{s}_{\mu i} \bar{s}_{\mu i} r_i \langle \Xi_i | \tilde{\Xi}_i \rangle \right| \\ &\geq \left| \sum_{\mu=1}^N \sum_{i=0}^3 \frac{s_{\mu 0}}{\bar{s}_{\mu 0}} \bar{s}_{\mu i} \bar{s}_{\mu i} r_i \langle \Xi_i | \tilde{\Xi}_i \rangle \right| \\ &= \left| \sum_{\mu=1}^N \left(s_{\mu 0} \bar{s}_{\mu 0} r_0 \langle \Xi_0 | \tilde{\Xi}_0 \rangle + \sum_{i=1}^3 \frac{s_{\mu 0}}{\bar{s}_{\mu 0}} \bar{s}_{\mu i} \bar{s}_{\mu i} r_i \langle \Xi_i | \tilde{\Xi}_i \rangle \right) \right|, \end{aligned}$$

und weiter

$$\begin{aligned} \sum_{\mu=1}^N l_{\mu} C(\Lambda_{\mu}) &\geq \left| \lambda_0 - \sum_{i=1}^3 \sum_{\mu=1}^N \frac{s_{\mu 0}}{\bar{s}_{\mu 0}} \bar{s}_{\mu i} \bar{s}_{\mu i} \lambda_i \right| \geq \lambda_0 - \sum_{i=1}^3 \sum_{\mu=1}^N \left| \frac{s_{\mu 0}}{\bar{s}_{\mu 0}} \bar{s}_{\mu i} \bar{s}_{\mu i} \lambda_i \right| \\ &= \lambda_0 - \sum_{i=1}^3 \sum_{\mu=1}^N \left| \frac{s_{\mu i}}{\bar{s}_{\mu i}} \bar{s}_{\mu i} \bar{s}_{\mu i} \lambda_i \right| = \lambda_0 - \sum_{i=1}^3 \lambda_i = \mathcal{C}(\rho). \end{aligned}$$

Damit gilt für $\mathcal{C}(\rho) > 0$ also für alle reinen Zerlegungen von ρ wegen der Konvexität und Monotonie von F auch

$$\sum_{mu} l_{\mu} E(\Lambda_{\mu}) = \sum_{mu} l_{\mu} F \circ C(\Lambda_{\mu}) \geq F\left(\sum_{mu} l_{\mu} C(\Lambda_{\mu})\right) \geq F \circ \mathcal{C}(\rho),$$

also haben wir gezeigt:

Lemma: Sei ρ Dichteoperator in $\mathbf{C}^2 \otimes \mathbf{C}^2$, und seien λ_i , $i = 0, 1, 2, 3$, $\lambda_0 \geq \lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq 0$ die Eigenwerte von $R(\rho) := \sqrt{\sqrt{\rho}} \tilde{\rho} \sqrt{\sqrt{\rho}}$. Ist dann $\mathcal{C}(\rho) := \lambda_0 - \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 > 0$, dann ist $E_f \rho = F \circ \mathcal{C}(\rho)$.

Ferner gilt

Lemma: Sei ρ Dichteoperator in $\mathbf{C}^2 \otimes \mathbf{C}^2$, und seien λ_i , $i = 0, 1, 2, 3$, $\lambda_0 \geq \lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq 0$ die Eigenwerte von $R(\rho) := \sqrt{\sqrt{\rho}} \tilde{\rho} \sqrt{\sqrt{\rho}}$. Ist dann $\mathcal{C}(\rho) := \lambda_0 - \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 \leq 0$, gibt es eine reine Zerlegung $\rho = |\sum_{i=0}^3 d_i |\Delta_i\rangle\rangle \langle\langle \Delta_i|$ mit $C(\Delta_i) = 0$, $i = 0, 1, 2, 3$.

Beweis: Wir hatten die Zerlegung $\rho = \sum_i r_i |\Xi_i\rangle\rangle \langle\langle \Xi_i|$ im Korollar aus einer Zerlegung $\rho = \sum_i r_i |\Theta_i\rangle\rangle \langle\langle \Theta_i|$ mit der Eigenschaft $\sqrt{r_i r_k} \langle\langle \Theta_i | \tilde{\Theta}_k \rangle\rangle = \lambda_i \delta_{ik}$ durch Einführung geeigneter Pkassenfaktoren gewonnen. Von der letzteren Zerlegung gehen wir nun aus und verlangen mit

$$\sqrt{d_j} \Theta_j = \sum_k a_{jk} \sqrt{r_k} \Theta_k, \quad \sum_j a_{jk} a_{jl} = \delta_{kl}$$

die Gültigkeit von

$$\langle\langle \Theta_j | \tilde{\theta}_j \rangle\rangle = \sum_{kl} \bar{a}_{jk} \bar{a}_{jl} \sqrt{r_k r_l} \langle\langle \Theta_k | \bar{\Theta}_l \rangle\rangle = \sum_k (\bar{a}_{jk})^2 \lambda_k = 0, \quad (j = 0, 1, 2, 3).$$

Mit $\alpha = e^{-i(\epsilon/2)}$ und $\beta = e^{-i(\mu/2)}$ ist

$$((a_{jk})) = \begin{pmatrix} 1 & \alpha & \beta & i \\ 1 & \alpha & -\beta & -i \\ 1 & -\alpha & \beta & -i \\ 1 & -\alpha & -\beta & i \end{pmatrix}$$

unitär, und

$$(((a_{jk})^2)) = \begin{pmatrix} 1 & \bar{\alpha}^2 & \bar{\beta}^2 & -1 \\ 1 & \bar{\alpha}^2 & \bar{\beta}^2 & -1 \\ 1 & \bar{\alpha}^2 & \bar{\beta}^2 a & -1 \\ 1 & \bar{\alpha}^2 & \bar{\beta}^2 & -1 \end{pmatrix},$$

so dass sich die Bedingung auf

$$\lambda_0 + e^{i\epsilon} \lambda_1 + e^{i\mu} \lambda_2 - \lambda_3 = 0$$

reduziert, was wegen $\mathcal{C}(\rho) \leq 0$ stets erfüllbar ist.

Satz/Definition (Wootter's Formel): Für bipartite Qubitsysteme sei mit den Bezeichnungen in den Lemmata die "concurrence function"

$$\mathbf{C}(\rho) := \begin{cases} \mathcal{C}(\rho) & \text{falls } \mathcal{C}(\rho) > 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}.$$

Das entanglement of formation ist dann $E_f(\rho) = F \circ \mathbf{C}(\rho)$, wobei

$$F(x) = - \left(\frac{1 + \sqrt{1-x^2}}{2} \log_2 \frac{1 + \sqrt{1-x^2}}{2} + \frac{1 - \sqrt{1-x^2}}{2} \log_2 \frac{1 - \sqrt{1-x^2}}{2} \right)$$

ist.

Wegen $R(|\Psi\rangle\langle\Psi|) = |\langle\Psi|\tilde{\Psi}\rangle| |\Psi\rangle\langle\Psi|$ ist $\lambda_i = |\langle\Psi|\tilde{\Psi}\rangle| \delta_{i0}$ für reine Zustände, so dass die ursprünglich für reine Zustände eingeführte Funktion $\mathcal{C}(\Psi)$ mit $\mathbf{C}(|\Psi\rangle\langle\Psi|)$ übereinstimmt.