Da sich die Zustände B_L und B_H nicht voneinander trennen lassen, kann man versuchen, die direkten Zerfälle der B-Mesonen in bestimmte Endzustände f zu messen. Wir definieren zunächst das Amplitudenverhältnis

$$\rho_B = \frac{\langle \bar{f}|T|\bar{B}^0\rangle}{\langle f|T|B^0\rangle} \quad , \tag{7.150}$$

welches im Fall der CP-Invarianz natürlich $\rho_B = \pm 1$ erfüllt. Die Messung der partiellen Zerfallsbreiten von B^0- bzw. $\bar{B}^0$-Mesonen, die zu einem Zeitpunkt $t = 0$ erzeugt werden, gibt aber keinen direkten Zugang zu ρ_B, da auf dem Weg vom Entstehungsort zum Zerfallsort $B^0\bar{B}^0$-Oszillationen auftreten. Diese Oszillationen berechnen wir ganz ähnlich zum Vorgehen in Abschn. 2.7.4. Ein zum Zeitpunkt $t = 0$ erzeugtes B^0-Meson ist eine Überlagerung

$$|B^0\rangle = \frac{1}{2p}\left(|B_L\rangle + |B_H\rangle\right) \tag{7.151}$$

der Eigenzustände (7.147) zu definierter Masse und Lebensdauer. Die zeitliche Entwicklung dieser Zustände wird durch

$$\begin{aligned} |B_L(t)\rangle &= |B_L(0)\rangle e^{-\imath M_L t} e^{-\Gamma t/2} \\ |B_H(t)\rangle &= |B_H(0)\rangle e^{-\imath M_H t} e^{-\Gamma t/2} \end{aligned} \tag{7.152}$$

festgelegt, worin ein eventueller Unterschied in den Lebensdauern vernachlässigt wurde. Aus dem ursprünglichen B^0 wird also ein Zustand $B^0(t)$, in dem auch geringe $\bar{B}^0$-Anteile enthalten sind,

$$|B^0(t)\rangle \sim |B^0\rangle \cos\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) + \imath \frac{q}{p}|\bar{B}^0\rangle \sin\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) \quad . \tag{7.153}$$

Die entsprechende Beziehung für $\bar{B}_0$ lautet

$$|\bar{B}^0(t)\rangle \sim \imath \frac{p}{q}|B^0\rangle \sin\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) + |\bar{B}^0\rangle \cos\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) \quad . \tag{7.154}$$

In beiden Gleichungen gilt $\Delta M = M_H - M_L$. Wir beschränken uns nun auf Endzustände, die Eigenzustände zu CP sind, $|\bar{f}\rangle = \eta_{CP}|f\rangle$. Sehr oft kommt nur ein Zerfallsdiagramm in Frage, dann ist $\rho_B = \eta_{CP}\langle f|T|\bar{B}_0\rangle/\langle f|T|B_0\rangle$ eine komplexe Zahl vom Betrag 1. Für die zeitabhängigen Zerfallsamplituden erhalten wir damit

$$\langle f|T|B^0(t)\rangle \sim \cos\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) + \imath \frac{q}{p}\rho_B \sin\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) \tag{7.155}$$

und

$$\langle f|T|\bar{B}^0(t)\rangle \sim \frac{q}{p}\rho_B \cos\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) + \imath \sin\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) \quad . \tag{7.156}$$

Bei der Ableitung der letzten Gleichung wurde schon $|q/p| = 1$ benutzt. Als Maß für die CP-Verletzung benutzen wir die Asymmetrie A_Γ der partiellen Zerfallsbreiten

$$A_\Gamma = \frac{\Gamma(B^0 \to f) - \Gamma(\bar{B}^0 \to f)}{\Gamma(B^0 \to f) + \Gamma(\bar{B}^0 \to f)} \quad , \tag{7.157}$$

die aus der Differenz und der Summe der Betragsquadrate von (7.155) und (7.156) mit $|q\rho_B/p| = 1$ zu

$$A_\Gamma = -\mathrm{Im}\left(\frac{q}{p}\rho_B\right)\sin(\Delta M t) \tag{7.158}$$

berechnet wird. Sie enthält also das Produkt der CP-Verletzung in der Mischung (q/p) und im Zerfall (ρ_B).

Besonders klare Verhältnisse liegen vor, wenn man den Zerfall in $J/\psi K_S$ betrachtet. Dieser Endzustand ist ein Eigenzustand zum CP-Operator. Für den Eigenwert gilt $\eta_{CP} = -1$, da das K_S- und das J/ψ-Meson aus dem Zerfall des B^0 bzw. $\bar{B}^0$ (mit dem Spin 0) den relativen Bahndrehimpuls $l = 1$ haben müssen. In Abb. 7.27 ist das Quark-Diagramm des Zerfalls $B^0 \to J/\psi K^0$ angegeben. Aus ihm geht hervor, daß nur das Produkt $V_{cb}^* V_{cs}$ der CKM-Matrixelemente beiträgt. Mit Hilfe von (7.143) sieht man, daß diese Elemente in sehr guter Näherung reelle Zahlen sind, also $\langle\psi\bar{K}^0|T|\bar{B}^0\rangle/\langle\psi K^0|T|B^0\rangle = 1$. Wenn man für den betrachteten Endzustand $J/\psi K_S$ noch $|\bar{f}\rangle = -|f\rangle$ beachtet, ergibt sich mit (7.149) die Beziehung

$$A_\Gamma(B^0(t), \bar{B}^0(t) \to J/\psi K_S) = -\sin(2\beta)\sin(\Delta M t)\ . \tag{7.159}$$