(1)

Замена в эффективном действии, ~~а к.~~ после квантования
а не до

Эфект. действие – ряд не по конст. связи, а по $\hbar$

$\int\limits_{\varphi \to \varphi_{in},\ \varphi_{out}} e^{\frac{i}{\hbar} S(\varphi)} d\varphi$ – интеграл по полям с опред. асимп. при бол. вр.

тогда можно обойтись без токов

то и a, a^* в $S(a, a^*)$ выр. через $\varphi_{in}, \varphi_{out}$

бесконечности в это правильная асимпт. динамика

в пределе $S = e^{iHt} e^{-iH(t-t')} e^{-H_0 t'}$

Вместо своб. асимпт. можно брать солитонную.

Делаем сдвиг $\varphi = \varphi_{ext} + \sqrt{\hbar}\varphi_{quant}$, если φ_{ext} – стац. точка

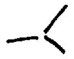
то $a(\varphi) = a(\varphi_{ext}) + (M\varphi_q, \varphi_q) + (\varphi_q, Q(\varphi_{ext})) + \Gamma_3(\varphi_q, \varphi_q, \varphi_q) + \Gamma_4$

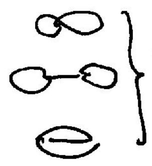
ур-е движ.

$S = e^{\frac{i}{\hbar} S_{cl} - \frac{1}{2}\ln\det M + \hbar(\ldots) + \hbar^2(\ldots)}$

диаграммы

диаграммы берем только связные ; ×—× $= M^{-1}$

 – порядок $\sqrt{\hbar}$

 порядок $\hbar$

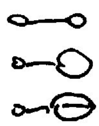
После этого S можем считать зависящим от класс. реш. φ_{cl}

Эта техника не всегда удобна.

Можем попытаться φ_{ext} брать р-нием квантового ур-я

$(\varphi_q, Q(\varphi_{ext}))$ порожд. диагр. o—× порядка $\frac{1}{\sqrt{\hbar}}$

тогда прост. связная д.



$1/\hbar$

$\hbar^0$

$\hbar^1$

φ_{ext} разумно выбрать таким образом, чтобы ушли одночаст.-неприводимые диаграммы.