

# III.

*KVAZISTACIONÁRNÍ STAVY a RELACE  $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$*

*WIGNER—WEISSKOPFŮV ROZPAD*

*(Abstraktní Andersonův Hamiltonián)*

2. 11. 2005

# 5.10.2005: $GF$ a spektrální hustota

ve skutečnosti

$$GF = \frac{1}{i\hbar} \langle 0|t\rangle \mathcal{G}(t)$$

Moje definice Greenovy funkce

$$G(t) = \langle 0|t\rangle = \langle 0|e^{-i/\hbar \cdot \hat{H}t}|0\rangle$$

pravdě-  
podobnosti

amplituda přežití

Fourierova transformace tam a zpět

$$G(t) = \int dE e^{-i/\hbar \cdot Et} A(E) \leftrightarrow A(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int dt e^{+i/\hbar \cdot Et} G(t)$$

Výraz pro spektrální hustotu

explicitní (definice)

invariantní

$$A(E) = \sum_{\lambda} \langle 0|\lambda\rangle \delta(E - E_{\lambda}) \langle \lambda|0\rangle \quad A(E) = \langle 0|\delta(E - \hat{H})|0\rangle$$

Dvě základní vlastnosti ... a NIC víc

$$\textcircled{1} \quad A(E) \geq 0 \quad \text{nezáporná} \quad \textcircled{2} \quad \int dE A(E) = 1 \quad \text{sumační pravidlo}$$

# GF a spektrální hustota

ve skutečnosti

~~Moje~~ definice Greenovy funkce

pravdě-

$$GF = \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | G(t, t') | 0 \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle t' | t \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | e^{-i/\hbar \cdot \hat{H}(t-t')} | 0 \rangle \mathcal{G}(t-t')$$

sti  
žití

Fourierova transformace tam a zpět

$$G(t) = \int dE e^{-i/\hbar \cdot Et} A(E) \leftrightarrow A(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int dt e^{+i/\hbar \cdot Et} G(t)$$

Výraz pro spektrální hustotu

explicitní (definice)

invariantní

$$A(E) = \sum_{\lambda} \langle 0 | \lambda \rangle \delta(E - E_{\lambda}) \langle \lambda | 0 \rangle \quad A(E) = \langle 0 | \delta(E - \hat{H}) | 0 \rangle$$

Dvě základní vlastnosti ... a NIC víc

- 1  $A(E) \geq 0$     nezáporná    
 2  $\int dE A(E) = 1$     sumační pravidlo

# *GF a spektrální hustota*

ve skutečnosti

~~Moje~~ definice Greenovy funkce

pravdě-

$$GF = \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | G(t, t') | 0 \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle t' | t \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | e^{-i/\hbar \cdot \hat{H}(t-t')} | 0 \rangle \mathcal{G}(t-t')$$

sti  
žití

Fourierova transformace tam a zpět

$$G(t) = \int dE e^{-i/\hbar \cdot Et}$$

**J I N A K**

$$\int dt e^{+i/\hbar \cdot Et} G(t)$$

Výraz pro spektrální hustotu

explicitní (definice)

invariantní

$$A(E) = \sum_{\lambda} \langle 0 | \lambda \rangle \delta(E - E_{\lambda}) \langle \lambda | 0 \rangle \quad A(E) = \langle 0 | \delta(E - \hat{H}) | 0 \rangle$$

Dvě základní vlastnosti ... a NIC víc

1  $A(E) \geq 0$     nezáporná   
 2  $\int dE A(E) = 1$     sumační pravidlo

# Fourierova transformace v QT

Fourierova transformace tam a zpět

$$f(t) = \int \frac{dE}{2\pi\hbar} e^{-i/\hbar \cdot Et} \tilde{f}(E) \quad \leftrightarrow \quad \tilde{f}(E) = \int dt e^{+i/\hbar \cdot Et} f(t)$$

$$c_1 f_1(t) + c_2 f_2(t) \quad \leftrightarrow \quad c_1 \tilde{f}_1(E) + c_2 \tilde{f}_2(E)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} f(t) \quad \leftrightarrow \quad E \tilde{f}(E)$$

$$\int d\bar{t} f(t - \bar{t}) g(\bar{t}) \quad \leftrightarrow \quad \tilde{f}(E) \tilde{g}(E)$$

$$e^{-i \cdot E_0 t / \hbar} \quad \leftrightarrow \quad 2\pi\hbar \delta(E - E_0)$$

$$e^{-i \cdot E_0 t / \hbar - \Gamma t / \hbar} \mathcal{G}(t) \quad \leftrightarrow \quad \frac{i\hbar}{E - E_0 + i\Gamma}$$

$$e^{-i \cdot E_0 t / \hbar} \mathcal{G}(t) \quad \leftrightarrow \quad \frac{i\hbar}{E - E_0 + i0}$$

## Fourierova transformace Greenovy funkce

$$G(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \langle t' | t \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | e^{-i/\hbar \hat{H}(t-t')} | 0 \rangle \mathcal{G}(t - t') \equiv G(t - t')$$

Fourierova transformace tam a zpět

$$G(t) = \int \frac{dE}{2\pi\hbar} e^{-i/\hbar Et} G(E + i0) \leftrightarrow G(E + i0) = \int dt e^{+i/\hbar Et} G(t)$$

$$G(E + i0) = \langle 0 | \hat{G}(E + i0) | 0 \rangle \quad \hat{G}(z) = \frac{1}{z - \hat{H}}$$

$$\hat{G}(E \pm i0) = \frac{\mathcal{P}}{E - \hat{H}} \mp i\pi\delta(E - \hat{H})$$

Výraz pro spektrální hustotu

$$A(E) = \langle 0 | \delta(E - \hat{H}) | 0 \rangle \quad A(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} G(E + i0)$$

5.10.2005:

*Zavedení spektrální hustoty a Krylova representace*

... převedení GF na spektrální hustotu --- dá se lépe porozumět

... nízké momenty se Fourierovou transformací přenášejí do krátkých časů. Neurčitost energie je 2. moment spektr. hustoty.

## *Zavedení spektrální hustoty a Krylova representace*

... převedení GF na spektrální hustotu --- dá se lépe porozumět

... Fourierovou transformací dostaneme GF jako maticový element resolventy – **primární**

... z ní teprve spektrální hustotu



## 5.10.2005: *Rozpadový zákon*

Zatím jsme uvažovali amplitudu (pravděpodobnosti) přežití stavu

$$G(t) = \langle 0|t \rangle$$

Příslušná pozorovatelná je však sama *pravděpodobnost přežití*

$$W(t) = |G(t)|^2 \quad \text{ROZPADOVÝ ZÁKON}$$

Hustota pravděpodobnosti rozpadu za jednotku času

$$w(t) = -\frac{d}{dt} \ln W(t) = -\frac{\frac{d}{dt} W(t)}{W(t)}$$

Kdyby platilo  $w(t) = \text{const}$ , pak rozpadový zákon by byl  $W(t) \propto \exp(-w \cdot t)$  To je známý radioaktivní rozpad, monomolekulární luminiscence, ... Proto je to **centrální případ** a náš úkol bude zejména najít podmínky a meze platnosti tohoto **Wigner-Weisskopfova** rozpadu

Rozpadový zákon pomocí spektrální hustoty

$$|G(t)|^2 = \int dE e^{-i/\hbar \cdot Et} \underbrace{\int dE' A(E + E') A(E')}_{\text{autokorelační funkce}}$$

# Rozpadový zákon

Zatím jsme uvažovali amplitudu (pravděpodobnosti) přežití stavu

$$\langle 0|t\rangle = i\hbar G(t,0)$$

Příslušná pozorovatelná je však sama *pravděpodobnost přežití*

$$W(t) = |\langle 0|t\rangle|^2 = \hbar^2 |G(t,0)|^2$$

ROZPADOVÝ ZÁKON

Hustota pravděpodobnosti rozpadu za jednotku času

$$w(t) = -\frac{d}{dt} \ln W(t) = -\frac{\frac{d}{dt} W(t)}{W(t)}$$

Kdyby platilo  $w(t) = \text{const}$ , pak rozpadový zákon by byl  $W(t) \propto \exp(-w \cdot t)$  To je známý radioaktivní rozpad, monomolekulární luminiscence, ... Proto je to **centrální případ** a náš úkol bude zejména najít podmínky a meze platnosti tohoto **Wigner-Weisskopfova** rozpadu

5.10.2005:  
*Rozpadový zákon*

... můžeme pokračovat s GF a hledat rozpadové zákony pro modelové spektr. hustoty

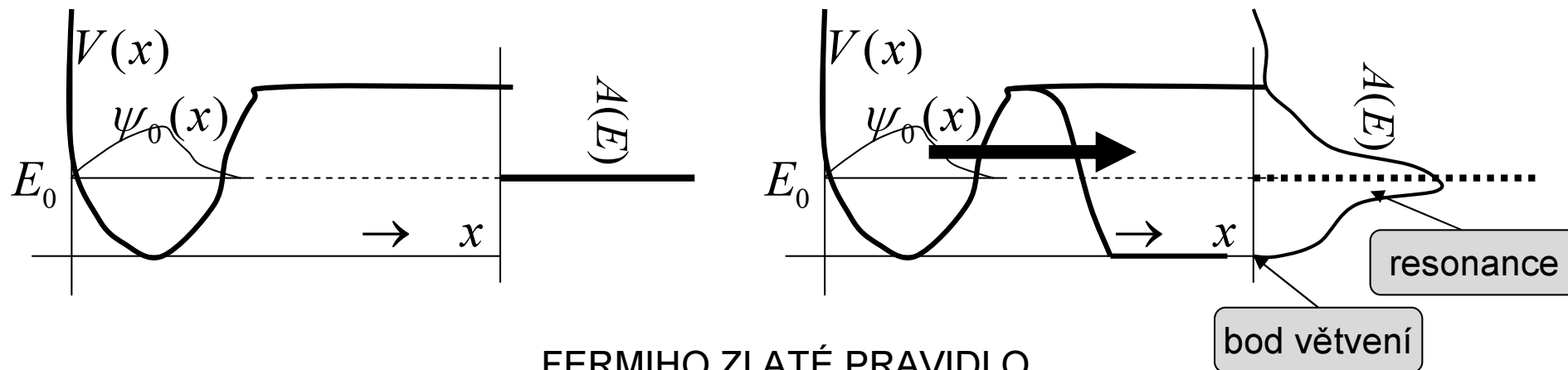
## *Rozpadový zákon*

... můžeme pokračovat s GF a hledat rozpadové zákony pro modelové Hamiltoniány

# 5.10.2005: Modelové příklady

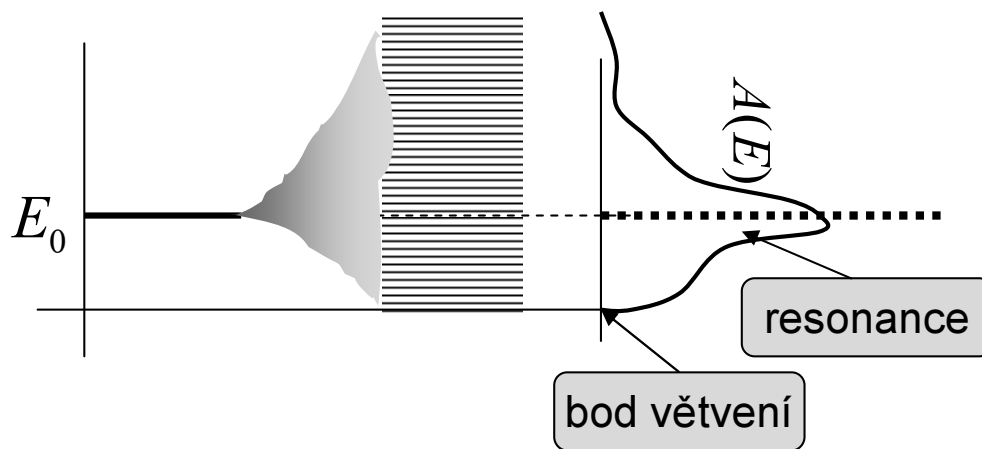
## TUNELOVÁNÍ ( $\alpha$ -ROZPAD)

... bariera v reálném prostoru odděluje konečnou a nekonečnou oblast



## FERMIHO ZLATÉ PRAVIDLO

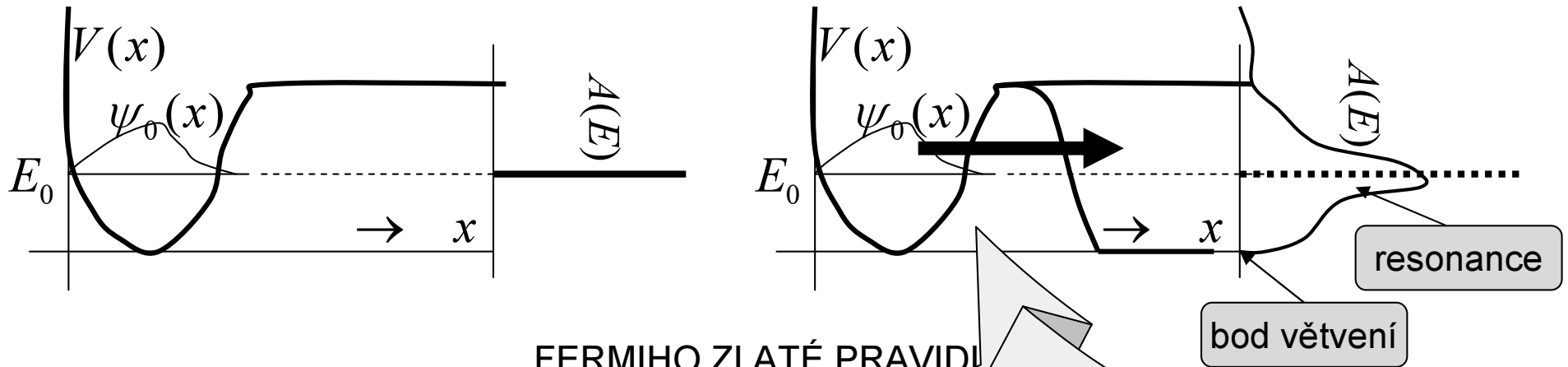
... diskretní hladina je slabě vázána na překrývající kontinuum stavů



# Modelové příklady

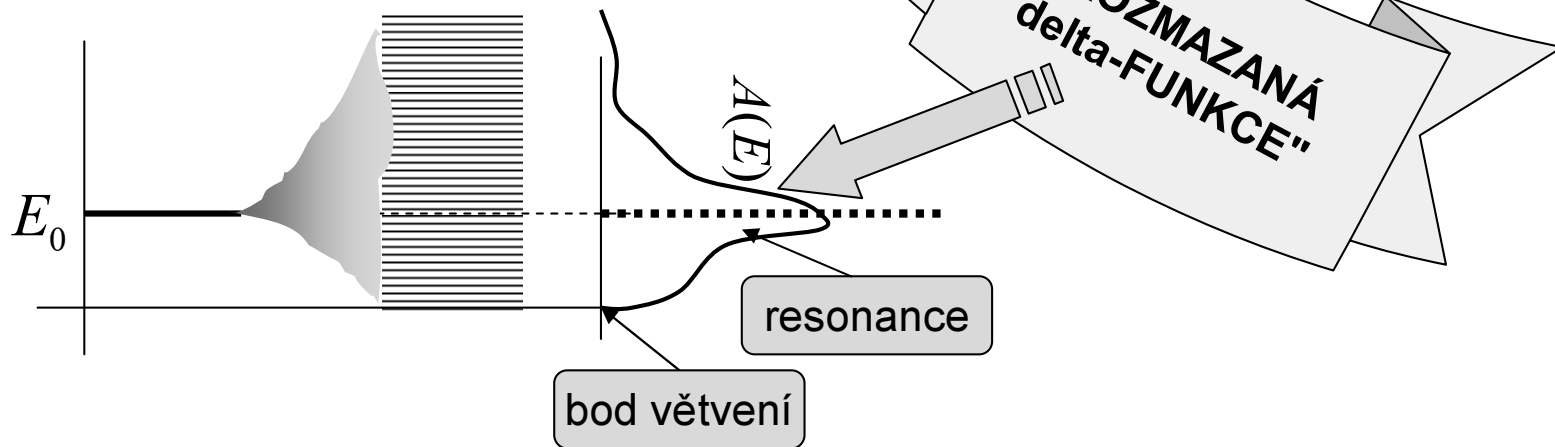
## TUNELOVÁNÍ ( $\alpha$ -ROZPAD)

... bariera v reálném prostoru odděluje konečnou a nekonečnou oblast



## FERMIHO ZLATÉ PRAVIDLO

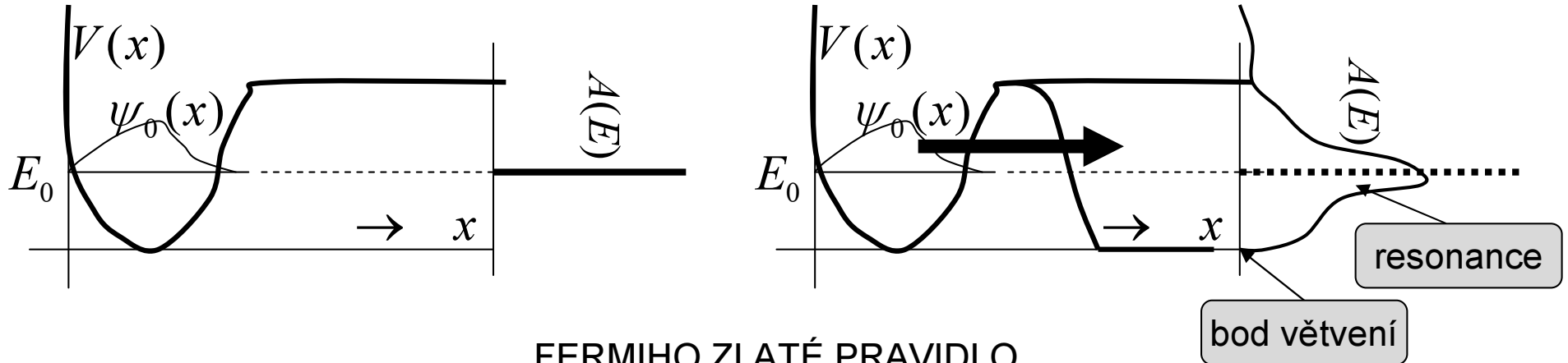
... diskretní hladina je slabě vázána na přímou řadu stavů



# Modelové příklady

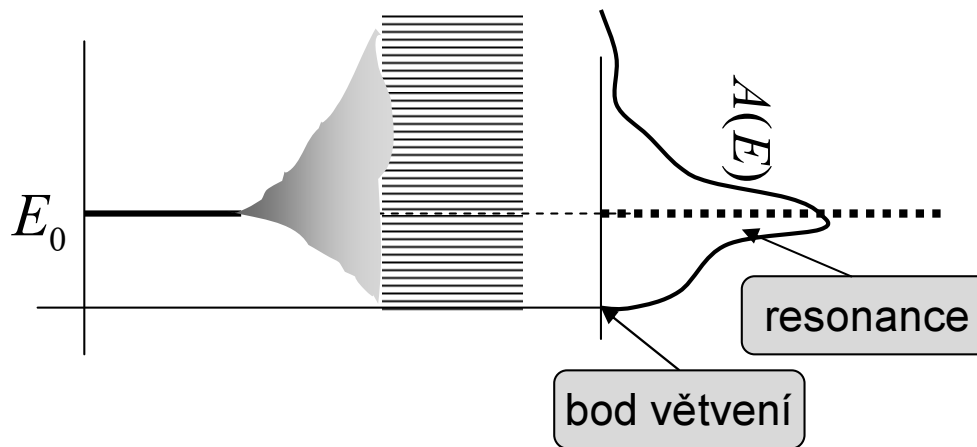
## TUNELOVÁNÍ ( $\alpha$ -ROZPAD)

... bariera v reálném prostoru odděluje konečnou a nekonečnou oblast



## FERMIHO ZLATÉ PRAVIDLO

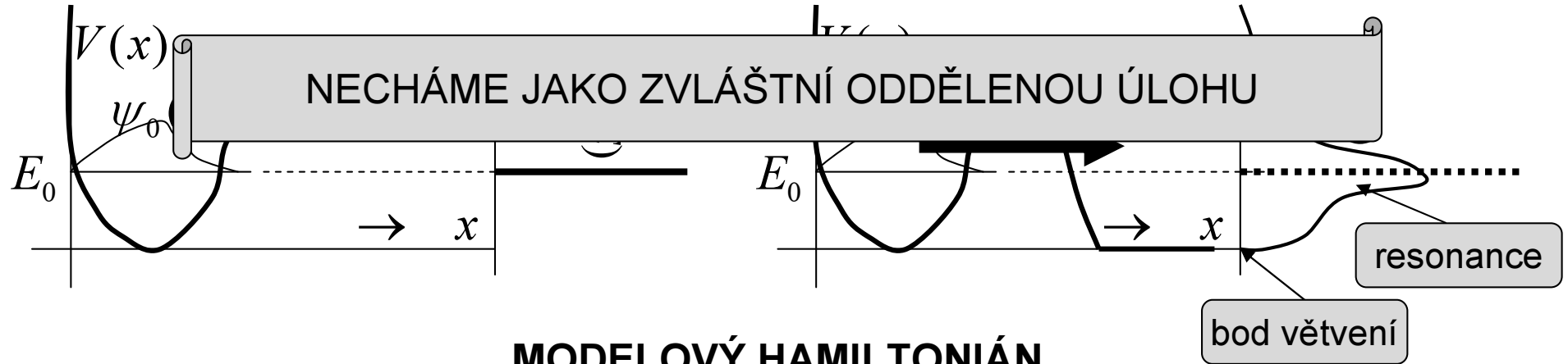
... diskretní hladina je slabě vázána na překrývající kontinuum stavů



# Modelové příklady

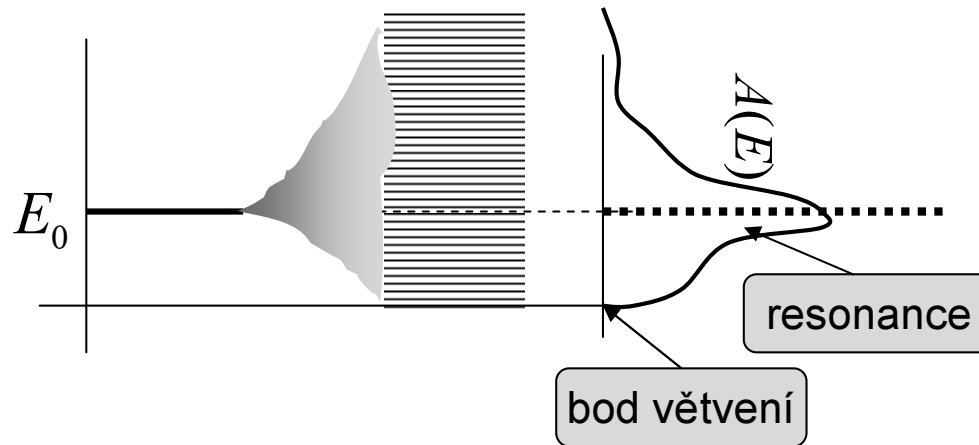
## TUNELOVÁNÍ ( $\alpha$ -ROZPAD)

... bariera v reálném prostoru odděluje konečnou a nekonečnou oblast



## MODELOVÝ HAMILTONIÁN

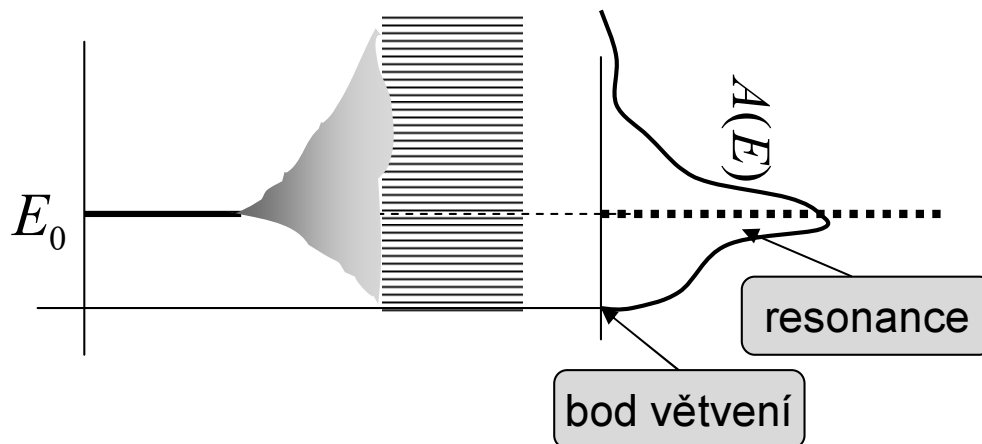
... diskretní hladina je slabě vázána na překrývající kontinuum stavů





# Modelový Hamiltonián

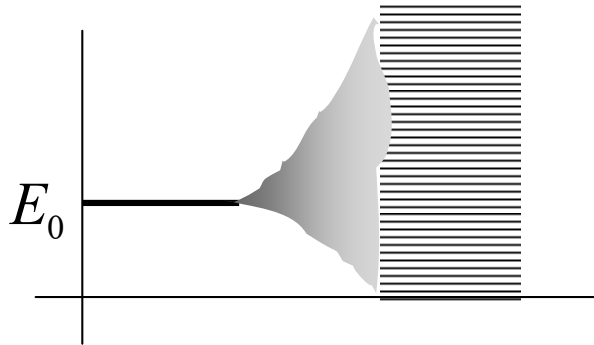
... diskretní hladina je vázána na kontinuum stavů



$$\hat{H} = \underbrace{|a\rangle E_a \langle a| + \sum_b |b\rangle E_b \langle b|}_{\hat{H}_0} + \underbrace{\sum_b \{|a\rangle u_b \langle b| + |b\rangle u_b^* \langle a|\}}_{\hat{U}}$$

# Modelový Hamiltonián

... diskretní hladina je vázána  
na kontinuum hladin



V Hilbertově prostoru stavů zavedu  
projektory na oba ortogonální podprostory

	$P$	$Q$
$P$	$H_0$	$U$
$Q$	$U$	$H_0$

$$\hat{P} = |a\rangle\langle a|$$

$$\hat{Q} = \sum_b |b\rangle\langle b|$$

$$\hat{P}^2 = \hat{P} \quad \hat{Q}^2 = \hat{Q}$$

$$\hat{P}\hat{Q} = \hat{Q}\hat{P} = 0$$

$$\hat{H} = \underbrace{|a\rangle E_a \langle a| + \sum_b |b\rangle E_b \langle b|}_{\hat{H}_0} + \underbrace{\sum_b \{ |a\rangle u_b \langle b| + |b\rangle u_b^* \langle a| \}}_{\hat{U}}$$

$$\hat{H} = \hat{P}\hat{H}_0\hat{P} + \hat{Q}\hat{H}_0\hat{Q} + \hat{P}\hat{U}\hat{Q} + \hat{Q}\hat{U}\hat{P}$$

## *Příklady použití modelového Hamiltoniánu*

Tunelovací Hamiltoniány ... *Gamov, Oppenheimer, Bardeen* příště

Metastabilní hladina v QED ... *Wigner&Weisskopf*

holá (atomová) hladina překrytá jedno-fotonovými stavy

Polaron slabé vazby ... *Fröhlich, Landau, Pekar*

holý jednoelektronový stav v krystalu a kontinuum jednofononových stavů

d- nebo f-hladiny transitivních příměsí v sp-matrici ... ***P W Anderson***

např. d- hladina niklu v aluminiu, překrytá sp vodivostním pásem

adsorbáty na povrchu krystalů

*atd.*

# Od evolučního operátoru ke GF

Neporušený a úplný evoluční operátor

$$\hat{S}_0(t, t') = e^{-i/\hbar \hat{H}_0(t-t')} \quad \hat{S}(t, t') = e^{-i/\hbar \hat{H}(t-t')}$$

jsou spojeny integrální rovnicí

$$\hat{S}(t, t') = \hat{S}_0(t, t') + \frac{1}{i\hbar} \int_{t'}^t d\bar{t} \hat{S}_0(t, \bar{t}) \hat{U} \hat{S}(\bar{t}, t')$$

Proměnná mez –  
rovnice  
Volterrova typu

Zavedeme

$$\hat{G}(t - t') = \frac{1}{i\hbar} \exp(-i\hat{H}(t - t')/\hbar) \cdot \mathcal{G}(t - t')$$

$$\boxed{\hat{G}_0(t - t') = \frac{1}{i\hbar} \exp(-i\hat{H}_0(t - t')/\hbar) \cdot \mathcal{G}(t - t')} = \boxed{\hat{P}\hat{G}_0\hat{P} + \hat{Q}\hat{G}_0\hat{Q}}$$

Výsledná rovnice nemá číselné faktory a má implicitní meze, formálně  $\pm\infty$

$$\hat{G}(t, t') = \hat{G}_0(t, t') + \int d\bar{t} \hat{G}_0(t, \bar{t}) \hat{U} \hat{G}(\bar{t}, t')$$

# Od evolučního operátoru ke GF

Neporušený a úplný evoluční operátor

$$\hat{S}_0(t, t') = e^{-i/\hbar \hat{H}_0(t-t')} \quad \hat{S}(t, t') = e^{-i/\hbar \hat{H}(t-t')}$$

jsou spojeny integrální rovnicí

$$\hat{S}(t, t') = \hat{S}_0(t, t') + \frac{1}{i\hbar} \int_{t'}^t d\bar{t} \hat{S}_0(t, \bar{t}) \hat{U} \hat{S}(\bar{t}, t')$$

Proměnná mez –  
rovnice  
Volterrova typu

Zavedeme

$$\hat{G}(t-t') = \frac{1}{i\hbar} \exp(-i\hat{H}(t-t')/\hbar) \cdot \mathcal{G}(t-t')$$

místo toho

$$\boxed{\hat{G}_0(t-t') = \frac{1}{i\hbar} \exp(-i\hat{H}_0(t-t')/\hbar) \cdot \mathcal{G}(t-t')} = \boxed{\hat{P}\hat{G}_0\hat{P} + \hat{Q}\hat{G}_0\hat{Q}}$$

Výsledná rovnice nemá číselné faktory a má implicitní meze, formálně  $\pm\infty$

$$\hat{G}(t, t') = \hat{G}_0(t, t') + \int d\bar{t} \hat{G}_0(t, \bar{t}) \hat{U} \hat{G}(\bar{t}, t')$$

Fredholmova  
integrální rovnice

## Od evolučního operátoru ke GF

Rovnici

$$\hat{G}(t, t') = \hat{G}_0(t, t') + \int d\bar{t} \hat{G}_0(t, \bar{t}) \hat{U} \hat{G}(\bar{t}, t')$$

přepíšeme symbolicky

$$\hat{G} = \hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}$$

Iterativní formální řešení

$$\hat{G} = \hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 + \dots$$

**Greenova funkce**

$$G(t, t') = \langle a | \hat{G}(t, t') | a \rangle$$

Dosadíme iterativní řadu:

$$G = G_0 + G_0 \langle a | \hat{U} | a \rangle G_0 + G_0 \langle a | \hat{U} \hat{Q} \hat{G}_0 \hat{Q} \hat{U} | a \rangle G_0 \\ + \hat{G}_0 \langle a | \hat{U} \hat{Q} \hat{G}_0 \hat{Q} \hat{U} | a \rangle G_0 \langle a | \hat{U} | a \rangle \hat{G}_0 + \dots$$

## Od evolučního operátoru ke GF

Rovnici

$$\hat{G}(t, t') = \hat{G}_0(t, t') + \int d\bar{t} \hat{G}_0(t, \bar{t}) \hat{U} \hat{G}(\bar{t}, t')$$

přepíšeme symbolicky

$$\hat{G} = \hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}$$

Iterativní formální řešení

$$\hat{G} = \hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 + \dots$$

**Greenova funkce**

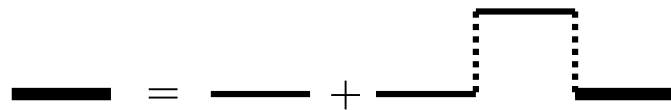
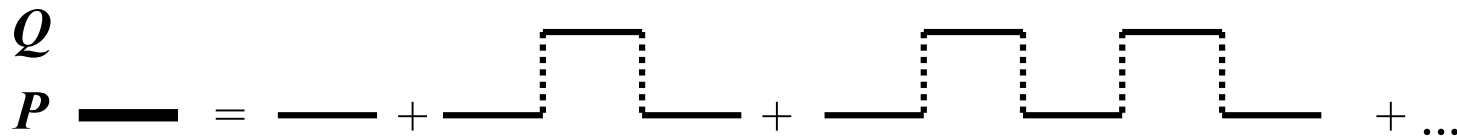
$$G(t, t') = \langle a | \hat{G}(t, t') | a \rangle$$

Dosadíme iterativní řadu:

$$G = G_0 + G_0 \langle a | \hat{U} | a \rangle G_0 + G_0 \langle a | \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} | a \rangle G_0 + G_0 \langle a | \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} \hat{G}_0 \hat{U} | a \rangle G_0 + \dots$$

# Od evolučního operátoru ke GF

$$G = G_0 + G_0 \langle a | \hat{U} | a \rangle G_0 + G_0 \langle a | \hat{U} \hat{Q} \hat{G}_0 \hat{Q} \hat{U} | a \rangle G_0 + \hat{G}_0 \langle a | \hat{U} \hat{Q} \hat{G}_0 \hat{Q} \hat{U} | a \rangle G_0 \langle a | \hat{U} | a \rangle \hat{G}_0 + \dots$$



Obrázkově odvozená  
Dysonova rovnice

$$G = G_0 + G_0 \Sigma G_0 + G_0 \Sigma G_0 \Sigma G_0 + \dots$$

$$= G_0 + G_0 \Sigma (G_0 + G_0 \Sigma G_0 + \dots)$$

$$G = G_0 + G_0 \Sigma G$$

$$\Sigma(t-t') = \langle a | \hat{U} \hat{Q} \hat{G}_0(t-t') \hat{Q} \hat{U} | a \rangle$$



# Zacházení s Dysonovou rovnicí

Symbolicky

$$G = G_0 + G_0 \Sigma G$$

Časově

$$G(t-t') = G_0(t-t') + \int d\bar{t} \int d\bar{t}' G_0(t-\bar{t}) \Sigma(\bar{t}-\bar{t}') G(\bar{t}'-t')$$

V energiích

$$G(E+i0) = G_0(E+i0) + G_0(E+i0) \Sigma(E+i0) G(E+i0)$$

explicitně

$$G(E+i0) = \frac{G_0(E+i0)}{1 - G_0(E+i0) \Sigma(E+i0)}$$

$$G(E+i0) = \frac{1}{E+i0 - E_a - \Sigma(E+i0)}$$

holá energie

renormalizace

# Zacházení s Dysonovou rovnicí

## VLASTNÍ ENERGIE

V časech

$$\Sigma(t-t') = \langle a | \hat{U} \hat{Q} \hat{G}_0(t-t') \hat{Q} \hat{U} | a \rangle$$

Explicitně

$$= \frac{1}{i\hbar} \sum_b |u_b|^2 e^{-iE_b(t-t')/\hbar} \mathcal{G}(t-t')$$

V energiích

$$\Sigma(E+i0) = \sum_b \frac{|u_b|^2}{E - E_b + i0}$$

Spektrální  
representace

$$= \int d\eta \frac{1}{E+i0-\eta} \underbrace{\sum_b |u_b|^2 \delta(\eta - E_b)}_{\Gamma(\eta)}$$

Analogie spektrální hustoty pro GF:  
Jediná funkce, určuje vše ostatní

# Zacházení s Dysonovou rovnicí

VLASTNÍ ENERGIE

V časech

$$\Sigma(t-t') = \langle a | \hat{U} \hat{Q} \hat{G}_0(t-t') \hat{Q} \hat{U} | a \rangle$$

Explicitně

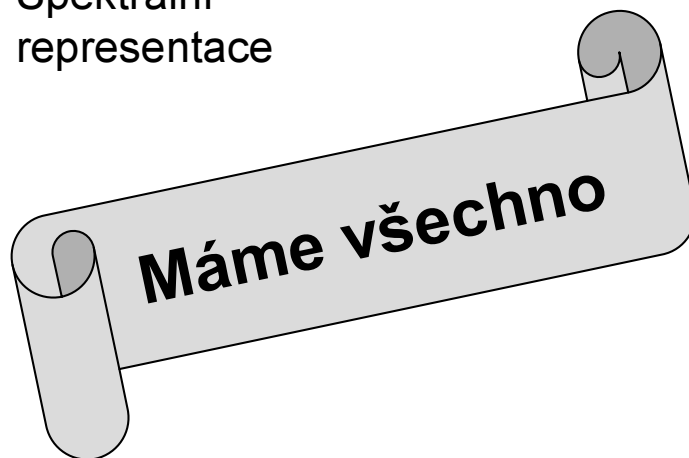
$$= \frac{1}{i\hbar} \sum_b |u_b|^2 e^{-iE_b(t-t')/\hbar} \mathcal{G}(t-t')$$

V energiích

$$\Sigma(E+i0) = \sum_b \frac{|u_b|^2}{E - E_b + i0}$$

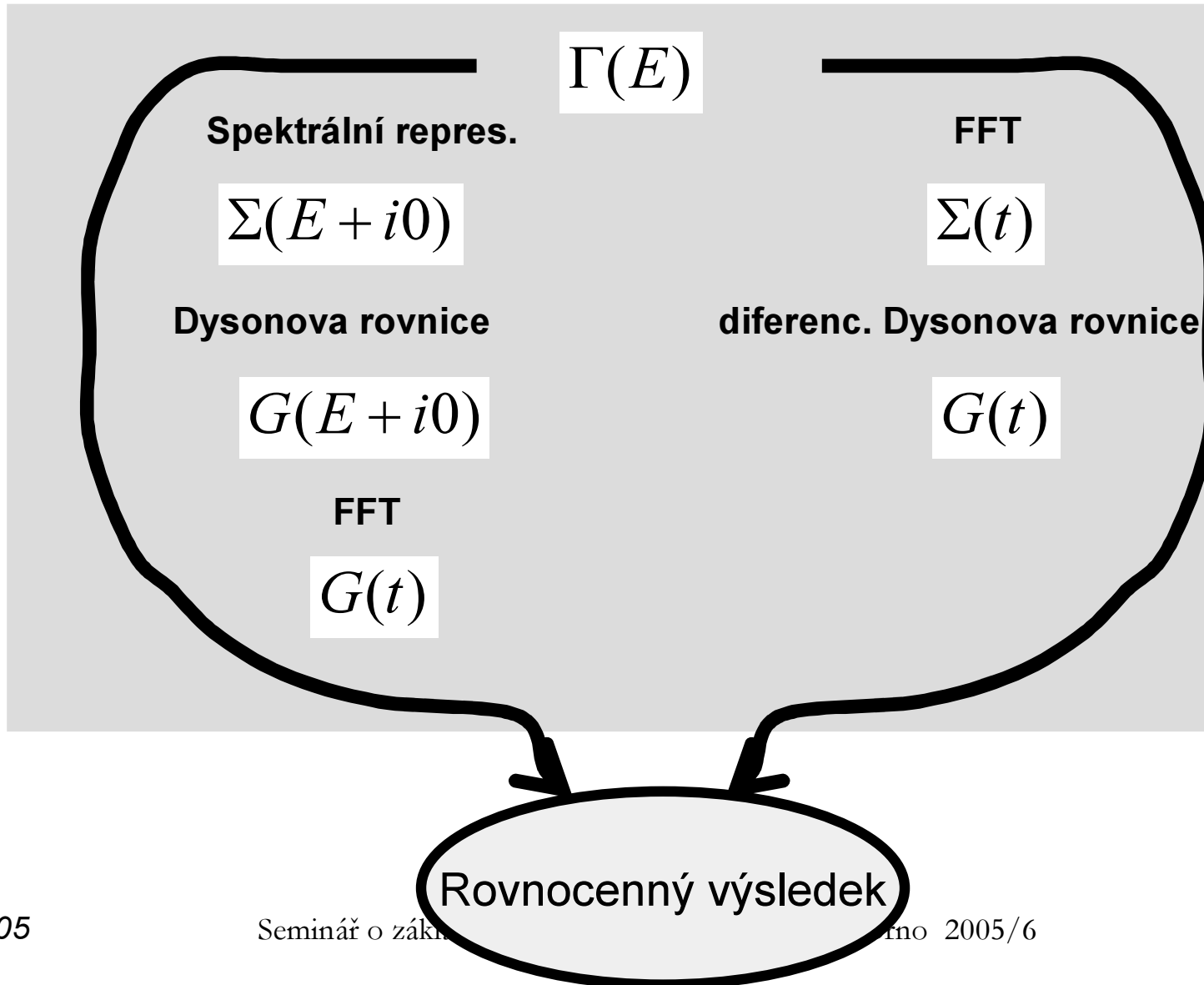
Spektrální  
representace

$$= \int d\eta \frac{1}{E + i0 - \eta} \underbrace{\sum_b |u_b|^2 \delta(\eta - E_b)}_{\Gamma(\eta)}$$



Analogie spektrální hustoty pro GF:  
Jediná funkce, určuje vše ostatní

# Praktický výpočet $GF$



# Pólová aproximace (Wigner-Weisskopf)

holá energie

renormalizace

$$G(E + i0) = \frac{1}{E + i0 - E_a - \Sigma(E + i0)}$$

přesně

$$G(E + i0) = \frac{1}{E + i0 - E_a - \Sigma_a - \Sigma'_a \cdot (E - E_a)}$$

linearisace

renorm.  
konst.

pól

$$\Sigma_a = \Sigma(E_a + i0) \quad \Sigma'_a = \frac{\partial}{\partial E} \Sigma(E_a + i0)$$

$$Z_a = \frac{1}{1 - \Sigma'_a} \quad z_a = E_a + \frac{\Sigma_a}{1 - \Sigma'_a}$$

# Pólová aproximace (Wigner-Weisskopf)

holá energie

renormalizace

$$G(E + i0) = \frac{1}{E + i0 - E_a - \Sigma(E + i0)}$$

přesně

$$G(E + i0) = \frac{1}{E + i0 - E_a - \Sigma_a - \Sigma'_a \cdot (E - E_a)}$$

linearisace

renorm.  
konst.

pól

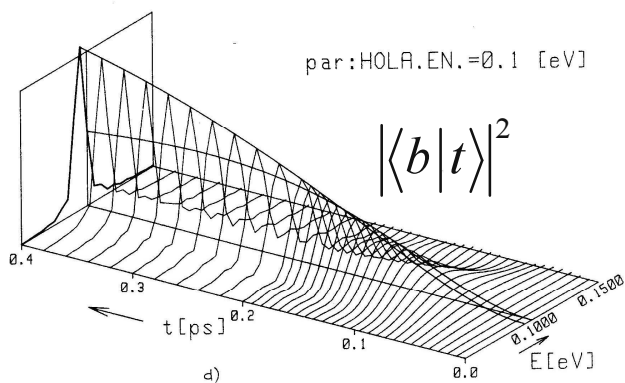
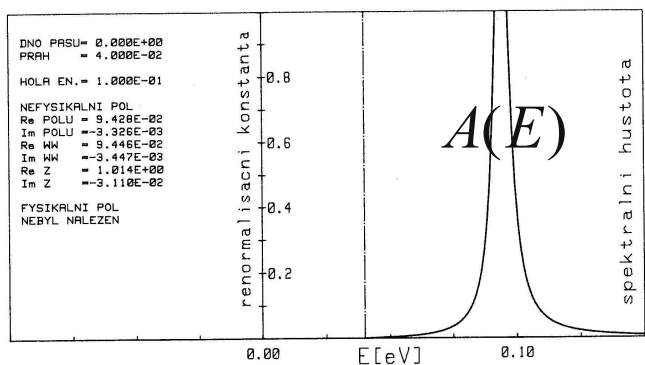
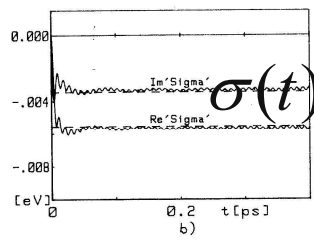
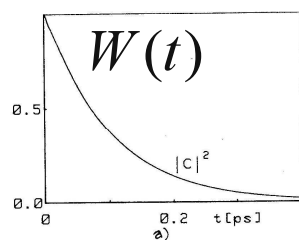
$$\frac{Z_a}{E + i0 - z_a}$$

$$\Sigma = \Sigma(E + i0)$$

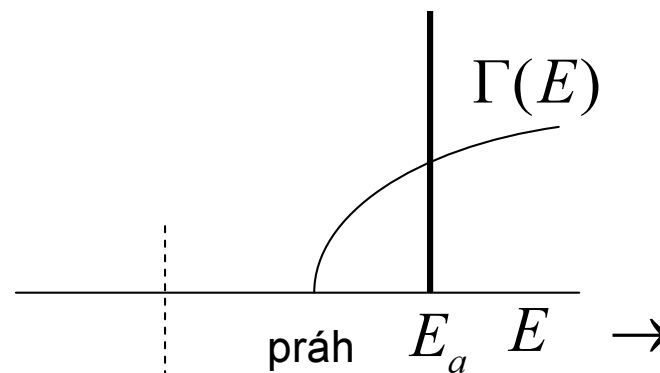
Platí pro  $E_a$ , kde vlastní energie je hladká

$$\frac{1}{1 - \Sigma'_a}$$

# Polaron nad prahem



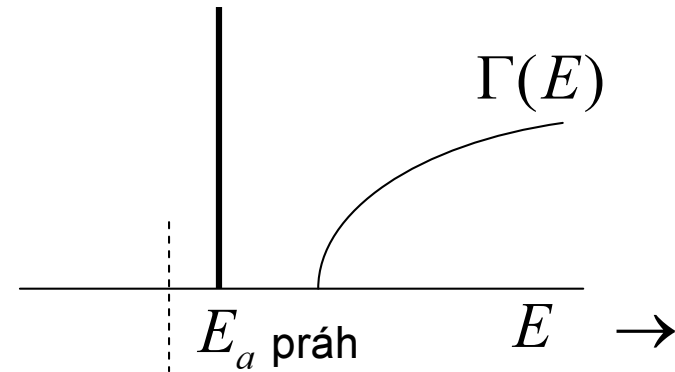
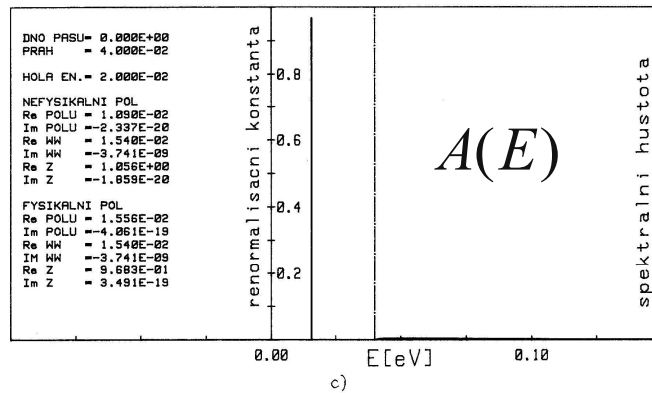
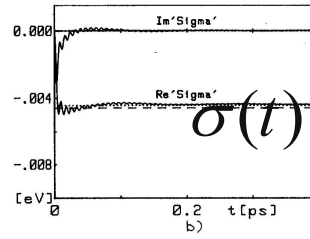
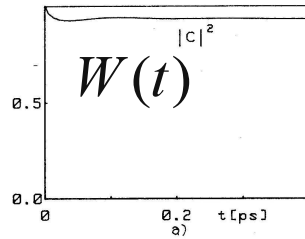
Obr. 27.



$$\sigma(t) = \frac{d}{dt} \frac{G(t)}{G(t)}$$

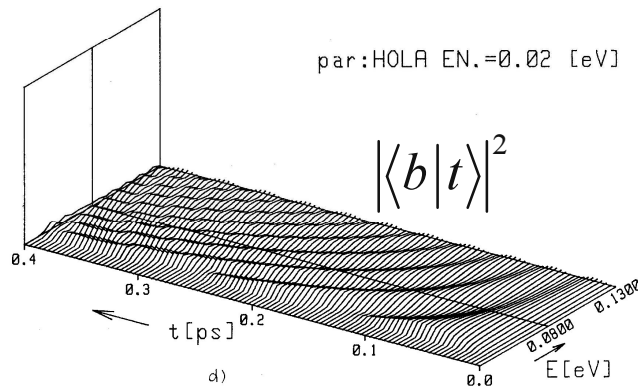
logaritmická derivace

# Polaron pod prahem



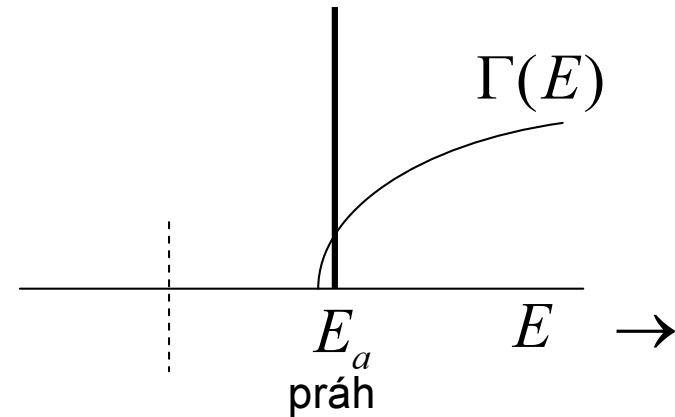
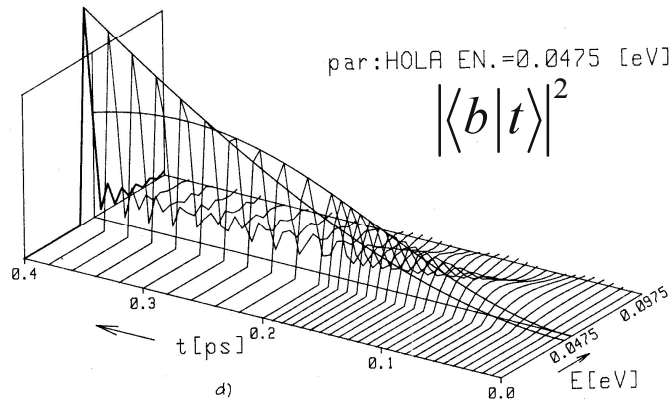
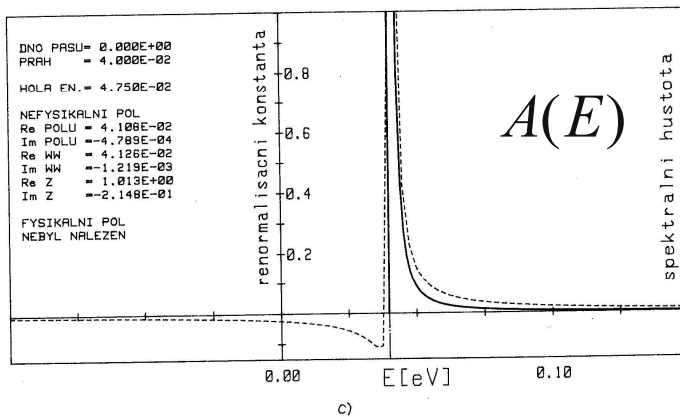
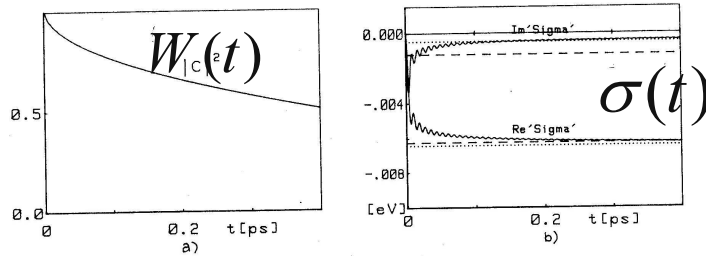
$$\sigma(t) = \frac{d}{dt} \ln G(t)$$

logaritmická derivace





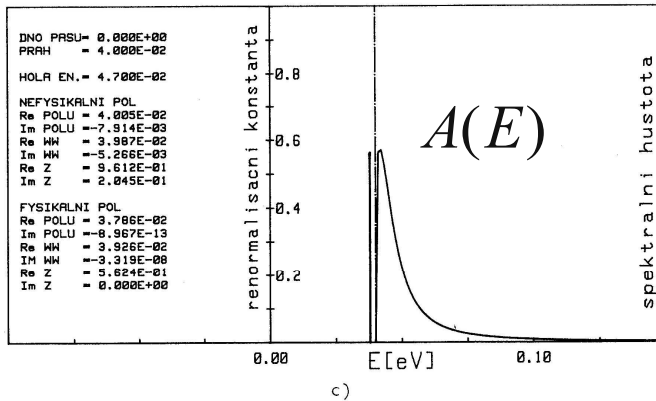
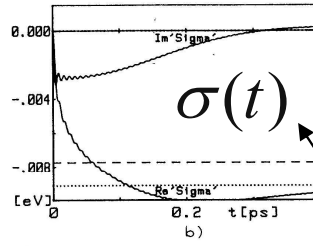
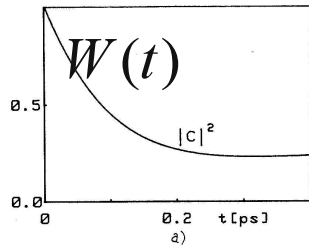
# Polaron těsně nad prahem



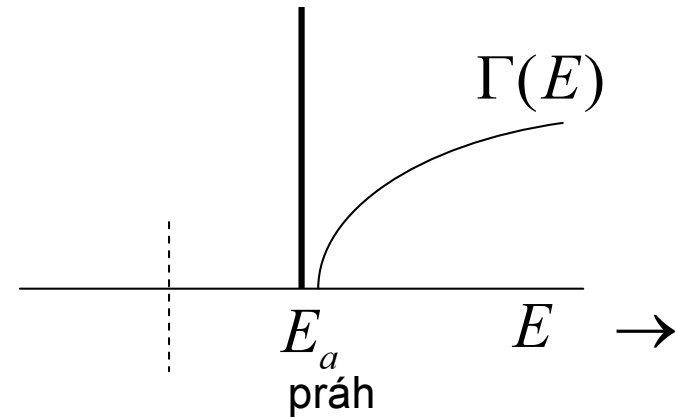
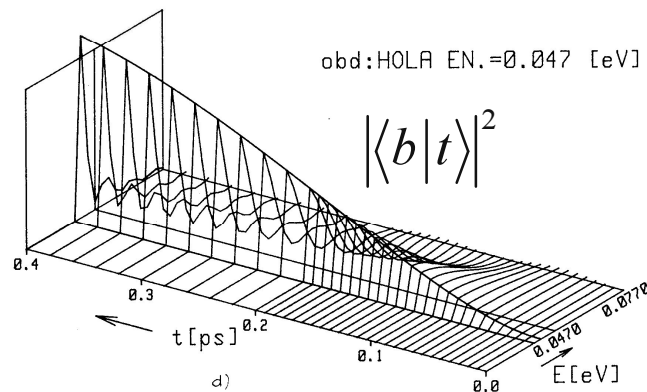
$$\sigma(t) = \frac{d}{dt} G(t) / G(t)$$

logaritmická derivace

# Polaron těsně pod prahem



obd:HOLA EN.=0.047 [eV]



$$\sigma(t) = \frac{d}{dt} \frac{G(t)}{G(t)}$$

logaritmická derivace

*The end*

# Modelové příklady: úvodní poznámky

## JEDNOTKY

... vlastně na nich nezáleží, ale pro názornost volím jednotky vhodné pro GF v CM

energie	1 eV	$1,602 \times 10^{-19}$ J
čas	1 fs	$1,000 \times 10^{-15}$ s
$\hbar$	$0,6582 \sim \frac{2}{3}$ eV.fs	$1,055 \times 10^{-34}$ J.s

# Modelové příklady: úvodní poznámky

## JEDNOTKY

... vlastně na nich nezáleží, ale pro názornost volím jednotky vhodné pro GF v CM

energie	1 eV	$1,602 \times 10^{-19}$ J
čas	1 fs	$1,000 \times 10^{-15}$ s
$\hbar$	$0,6582 \sim \frac{2}{3}$ eV.fs	$1,055 \times 10^{-34}$ J.s
délka	1 nm	$1,000 \times 10^{-9}$ m
$c$	299,8 nm/fs	$2,998 \times 10^8$ m/s
$\alpha$	1/137,0	1/137,0
$m_e$	5,685	$9,109 \times 10^{-31}$ kg
$e^2$	1,440	$2,306 \times 10^{-34}$ J.m