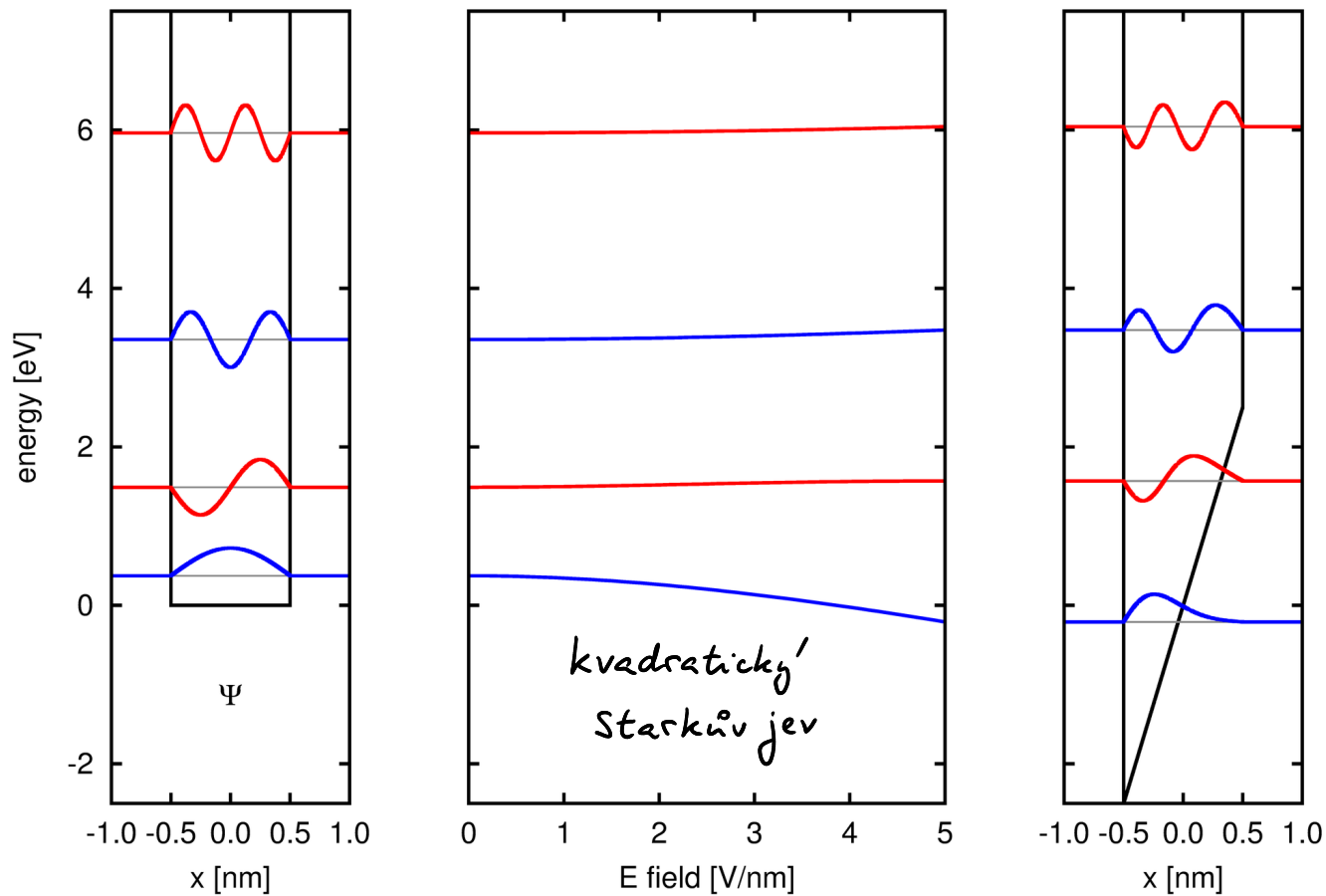
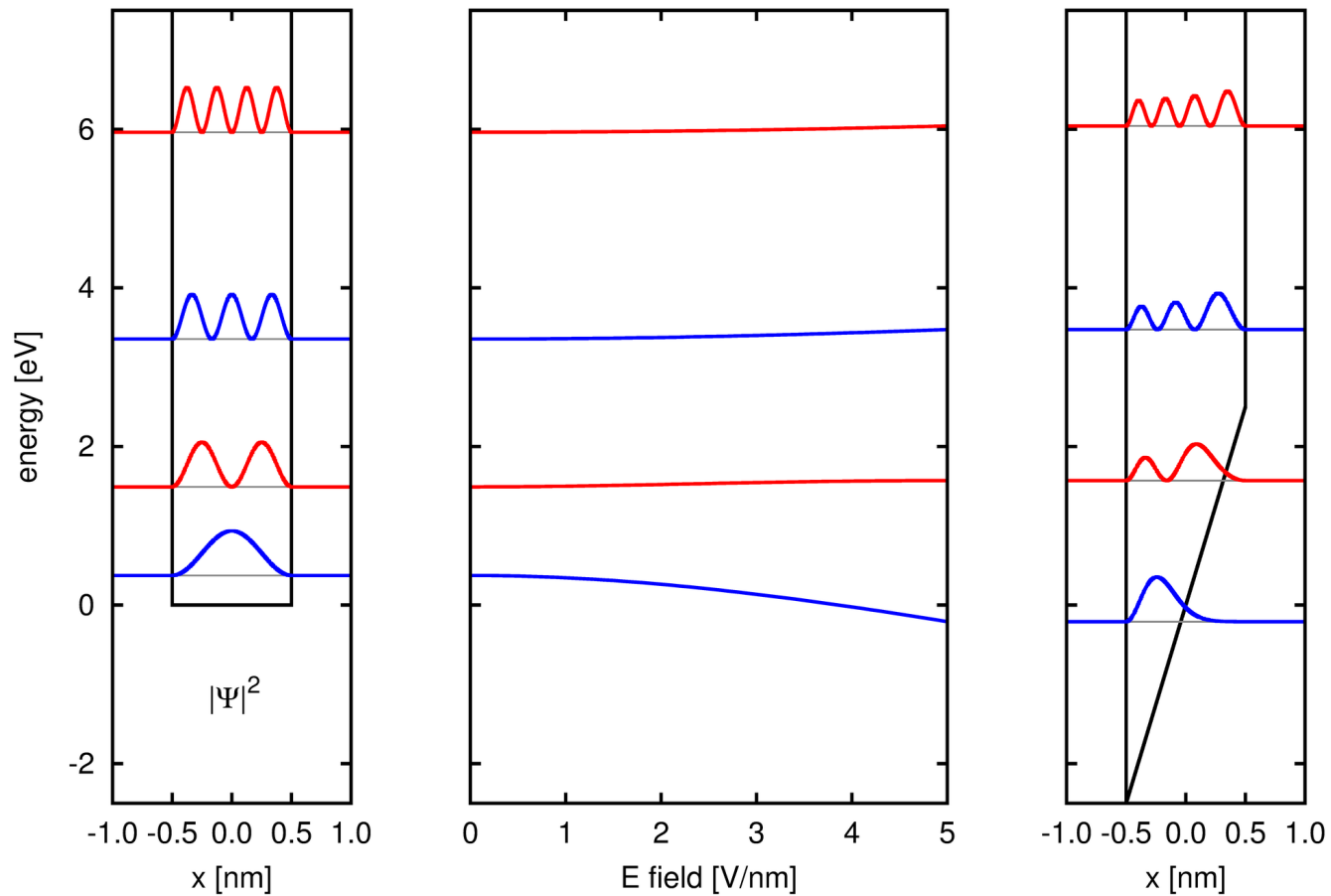


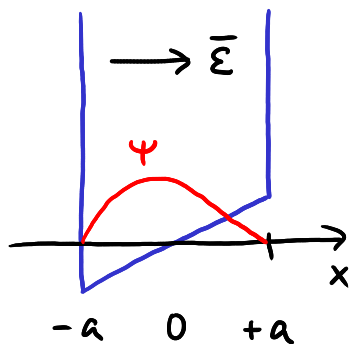
Nekonečně hluboká potenciálová jáma v elektrickém poli



Nekonečně hluboká potenciálová jáma v elektrickém poli



Nekonečně hluboká potenciálová jáma v elektrickém poli - variační metoda



dno jámy popsaáno potenciálem $V(x) = e \mathcal{E} x$

zkoušební vlnové funkce elektronu

$$\Psi_{\lambda}(x) = N \left(1 + \lambda \frac{x}{a} \right) \cos \frac{\pi x}{2a}$$

vychýlení pro $\mathcal{E} \neq 0$ ↗ ↶ přesný profil pro $\mathcal{E} = 0$

střední hodnota Hamiltoniánu

$$\begin{aligned} E(\lambda) &= \frac{\langle \Psi_{\lambda} | \hat{H} | \Psi_{\lambda} \rangle}{\langle \Psi_{\lambda} | \Psi_{\lambda} \rangle} = \frac{\int \Psi_{\lambda}^* \hat{H} \Psi_{\lambda} dx}{\int \Psi_{\lambda}^* \Psi_{\lambda} dx} = \frac{-\frac{\hbar^2}{2m} \int \Psi_{\lambda}^* \frac{d^2}{dx^2} \Psi_{\lambda} + \int \Psi_{\lambda}^* V \Psi_{\lambda}}{\int \Psi_{\lambda}^* \Psi_{\lambda}} \\ &= \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2} + \frac{\hbar^2}{2ma^2} \frac{\lambda^2}{1+B\lambda^2} + e\mathcal{E}a \frac{2B\lambda}{1+B\lambda^2} \end{aligned}$$

minimalizace $\rightarrow \lambda_{\min}, E_{\min}$

$E(\lambda)$ nahradíme aproximací pro malé ε a tedy λ

$$E(\lambda) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2} + e\varepsilon a 2B\lambda + \frac{\hbar^2}{2ma^2} \lambda^2 \quad \rightarrow \quad \lambda_{\min} \approx -2B \frac{e\varepsilon a}{\hbar^2/ma^2}$$

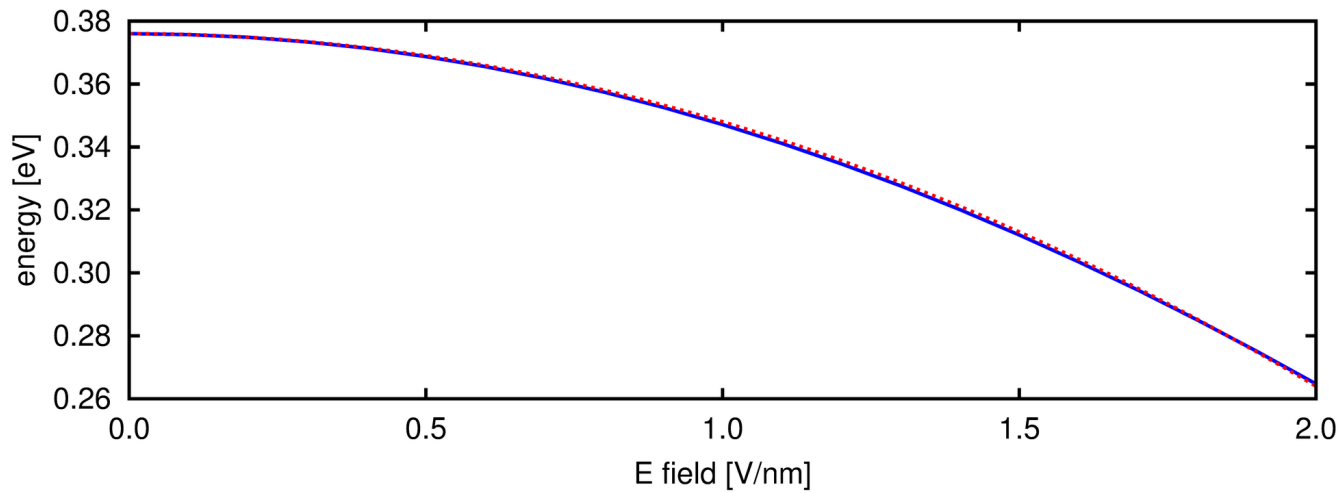
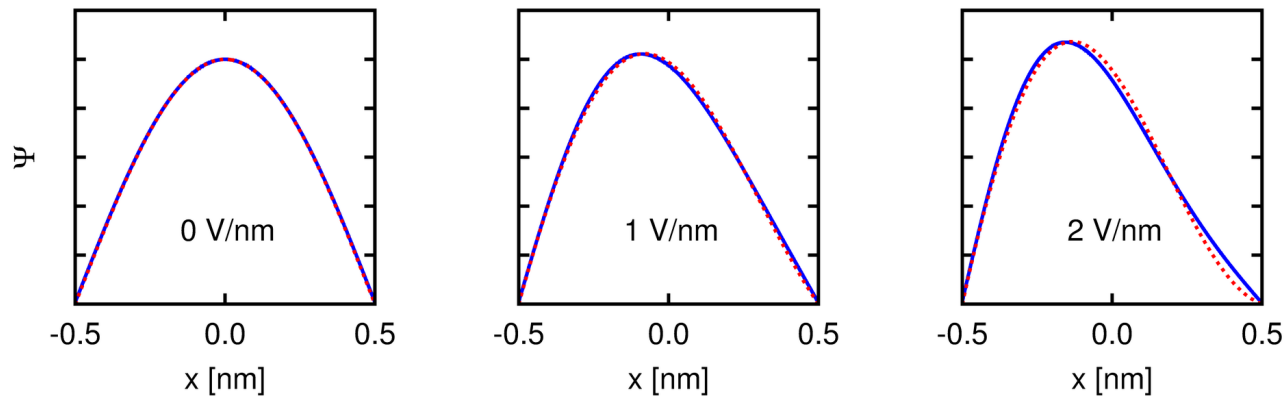
- odhad energie ze základního stavu

$$E_{\min} \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2} - 2 \left(\frac{1}{3} - \frac{2}{\pi^2} \right)^2 \frac{(e\varepsilon a)^2}{\hbar^2/ma^2}$$

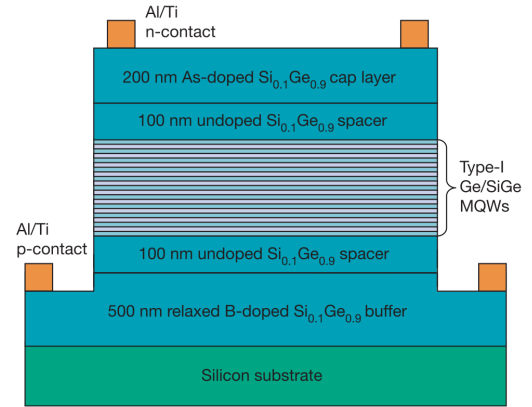
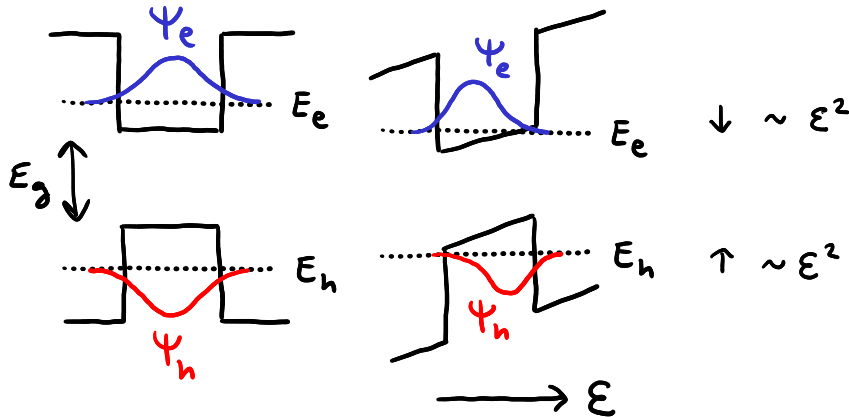
energie pro $\varepsilon=0$ ↷ ↶
korekce úměrná ε^2

- odhad vlnové funkce

$$\Psi_{\min}(x) = N \left(1 + \lambda \frac{x}{a} \right) \cos \frac{\pi x}{2a} \quad \text{s} \quad \lambda_{\min} \approx -2B \frac{e\varepsilon a}{\hbar^2/ma^2} = - \left(\frac{2}{3} - \frac{4}{\pi^3} \right) \frac{e\varepsilon a}{\hbar^2/ma^2}$$



Quantum-confined Stark effect (QCSE)



- 1) energie fotonu $\begin{cases} \text{vyzařeneho při rekombinaci páru elektron-díra} \\ \text{absorbované za vzniku páru elektron-díra} \end{cases}$

$$\hbar\omega = E_e - E_h \leftarrow \text{posun úměrný } \epsilon^2$$

- 2) intenzita dána překryvem vlnových funkcí elektronu a díry

$$I \sim \left| \int \Psi_e^* \Psi_h \right|^2 = \left| \int_{-a}^a \underbrace{N(1 + \lambda \frac{x}{a}) \cos \frac{\pi x}{2a}}_{\Psi_e^*} \underbrace{N(1 - \lambda \frac{x}{a}) \cos \frac{\pi x}{2a}}_{\Psi_h} dx \right|^2 \approx 1 - \alpha \epsilon^2$$

Elektroabsorpční modulátory

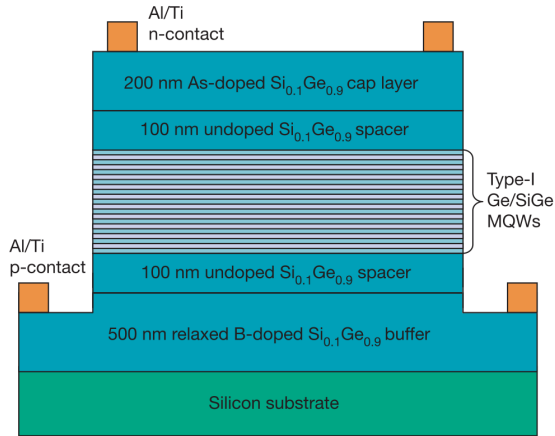


Figure 2 | Schematic diagram of a p-i-n diode. The cross-sectional view shows the structure of strained Ge/SiGe multiple quantum wells (MQWs) grown on silicon on relaxed SiGe direct buffers (not to scale). In the measurements, light from a monochromator is incident on the top surface (that is, in a 'surface-normal' configuration) on the open area inside the rectangular frame top electrode (that is, between the portions of the AlTi n-contacts shown in this cross-section).

Kuo et al., *Nature* 437, 1334 (2005)

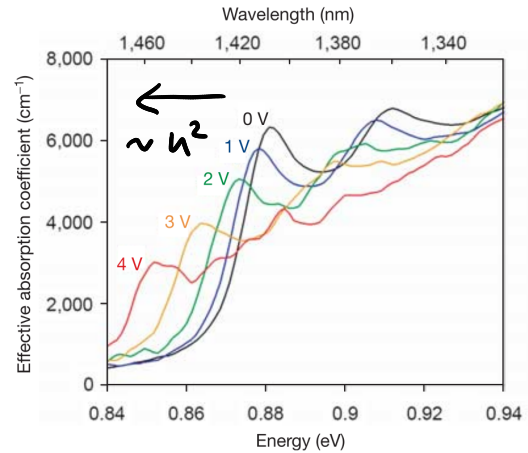


Figure 3 | Effective absorption coefficient spectra. Strong QCSE is observed at room temperature with reverse bias from zero to 4 V. The thickness for effective absorption coefficient calculations is based on the combination of Ge well and SiGe barrier thicknesses.

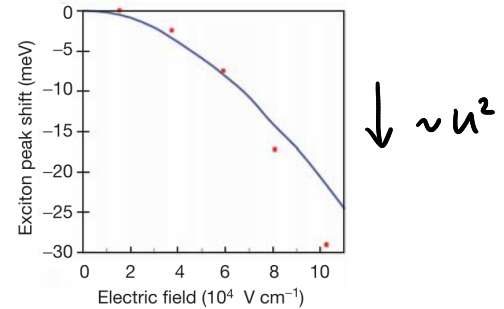
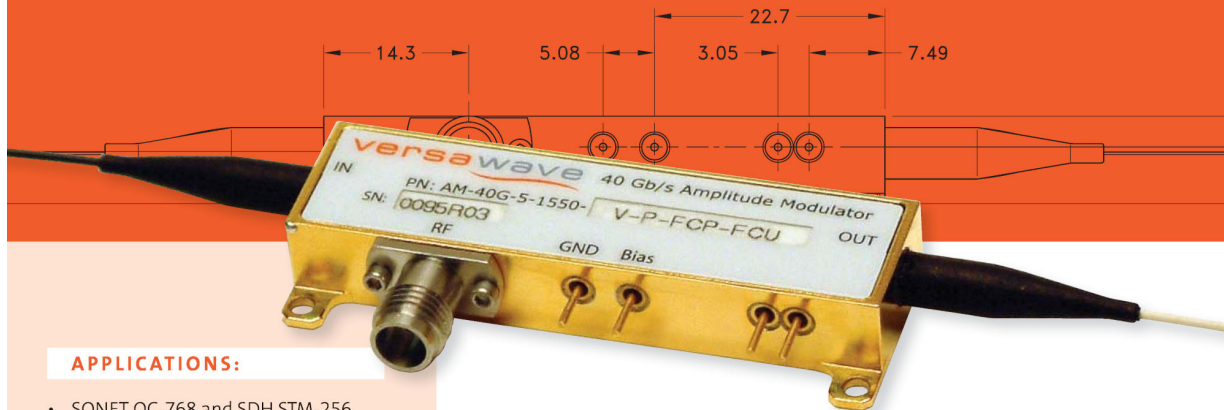


Figure 4 | Shifts of exciton peaks. Comparison of heavy-hole exciton peak shift from measurements (filled squares) and tunnelling resonance calculations (sum of electron and hole level shifts) (line).

Elektrooptické modulátory

40 Gb/s Amplitude Modulator Electro-Optic Mode Converter



APPLICATIONS:

- SONET OC-768 and SDH STM-256 transmissions
- 40 Gb/s transponders
- High-speed Internet routers
- DWDM, high-speed Ethernet and TDM
- High-speed test equipment

FEATURES:

DESCRIPTION:

The Versawave 40 Gb/s Amplitude Modulator represents a revolutionary method for modulating CW laser light into data-carrying optical pulse trains. By employing proprietary GaAs technology, the Versawave modulator establishes new benchmarks for low drive voltage, ultra-wide bandwidth and chirp-free operation within a small footprint.

Neue Berechnung der Energie des Heliums im Grundzustande, sowie des tiefsten Terms von Ortho-Helium.

Von Egil A. Hylleraas in Oslo.

(Eingegangen am 22. Februar 1929.)

Der Grundterm des Heliums wird nach einer neuen Methode berechnet, wobei die Übereinstimmung mit dem spektroskopisch gefundenen Wert bis ins Gebiet der Feinstruktur verfolgt werden kann. Die neue Methode besteht darin, daß man Winkelgrößen vermeidet und dafür nur metrische Abstände, die eine direkte physikalische Bedeutung haben, als unabhängige Variable verwendet. — Bei Ortho-Helium sind die Rechnungen nicht so weit geführt. Doch ist auch hier mit einfachen Mitteln ein so guter Wert erhalten, daß man mit Sicherheit auf die absolute Übereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung schließen darf.

Es ist eine prinzipiell äußerst wichtige Frage, ob die numerische Berechnung der Energieniveaus nach der Wellenmechanik auch bei Mehr-elektronenproblemen wirklich zu exakten Ergebnissen führt. Man braucht nur an das Scheitern der klassischen Quantentheorie schon beim Zweielektronenproblem des Heliums zu erinnern, um einzusehen, daß eine solche Übereinstimmung von vornherein gar nicht selbstverständlich ist. Es sprechen zwar dafür nicht nur die glänzenden Ergebnisse der neuen Theorie in fast allen qualitativen, sowie beim Einelektronenproblem auch in quantitativen Fragen, sondern auch die folgende Tatsache. Es bestehen bei der Formulierung der Mehrelektronenprobleme nach der Wellenmechanik keine Schwierigkeiten mehr von der Art wie diejenigen, mit denen die ältere Theorie zu kämpfen hatte, und die auf der Anwendung der klassischen Mechanik beruhten. Denn die Gleichungen der Wellenmechanik sind nach bekannten mathematischen Methoden prinzipiell lösbar.

variční metoda: minimalizace $E = \frac{\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}$ v rámci dané třídy $|\Psi\rangle$

Hamiltonián el. obalu He:

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \nabla_1^2 - \frac{1}{2} \nabla_2^2 - \frac{2}{r_1} - \frac{2}{r_2} + \frac{1}{r_{12}} \quad (\text{atomové jednotky})$$

zkoušební funkce

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = e^{-\zeta s} (1 + A_1 u + A_2 u^2 + B_1 s + B_2 s^2 + C t^2) \quad (\text{singlet})$$

Hylleraasovy souřadnice $s = r_1 + r_2$ $t = r_1 - r_2$ $u = r_{12} = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$

$$\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle: \iiint \Psi \hat{H} \Psi d^3 \vec{r}_1 d^3 \vec{r}_2 = 2\pi^2 \int_0^\infty ds \int_0^s du \int_0^u dt \left\{ u(s^2 - t^2) \left[\left(\frac{\partial \Psi}{\partial s} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial u} \right)^2 \right] \right. \\ \left. + 2s(u^2 - t^2) \frac{\partial \Psi}{\partial s} \frac{\partial \Psi}{\partial u} + 2t(s^2 - u^2) \frac{\partial \Psi}{\partial t} \frac{\partial \Psi}{\partial u} + (s^2 - t^2 - 8su) \Psi^2 \right\}$$

$$\langle \Psi | \Psi \rangle: \iiint \Psi^2 d^3 \vec{r}_1 d^3 \vec{r}_2 = 2\pi^2 \int_0^\infty ds \int_0^s du \int_0^u dt u(s^2 - t^2) \Psi^2$$

Hylleraasovy souřadnice: $s = r_1 + r_2$, $t = r_1 - r_2$, $u = r_{12} = |\bar{r}_1 - \bar{r}_2|$

zkoušební funkce (jednotka délky Bohrov poloměr $a_0 \approx 0.0529 \text{ nm}$):

1) 1s orbital pro $Z=2$ $\Psi(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = e^{-Zr_1} e^{-Zr_2} = e^{-Zs}$

$$E = -74.831 \text{ eV}$$

2) ška'lovaný 1s orbital (efekt stínění) $\Psi(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = e^{-\zeta s}$

$$E_{\min} = -77.489 \text{ eV} \quad \zeta = 1.6875$$

3) stínění & korelace ve výskytu elektronů $\Psi(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = e^{-\zeta s} (1 + Au)$

$$E_{\min} = -78.671 \text{ eV} \quad \zeta = 1.8497 \quad A = 0.3658$$

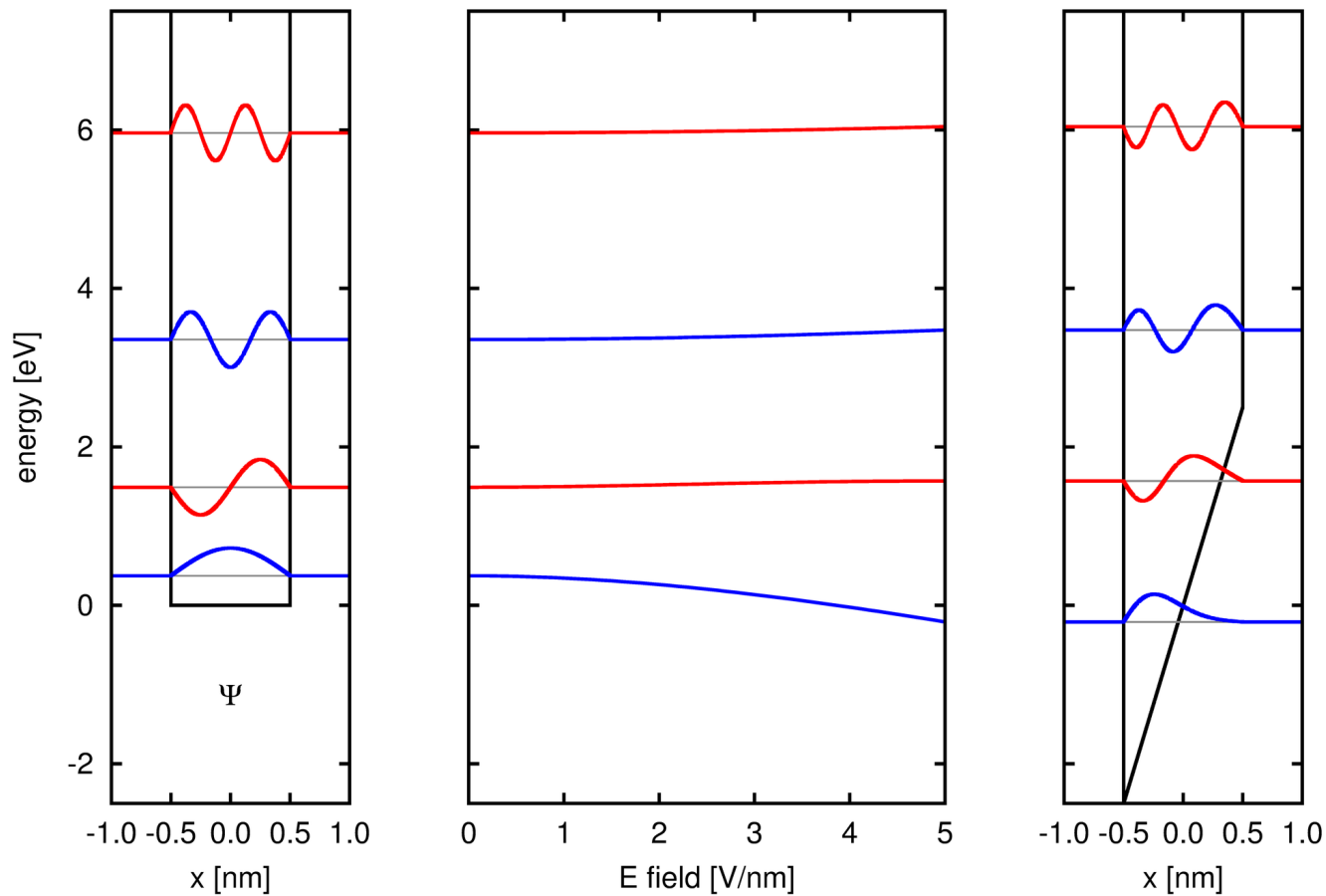
4) Hylleraas 1929 $\Psi(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = e^{-\zeta s} (1 + A_1 u + A_2 u^2 + B_1 s + B_2 s^2 + Ct^2)$

$$E_{\min} = -79.004 \text{ eV} \quad \zeta = 1.7557 \quad A_1 = 0.3373 \quad A_2 = -0.0370$$

chyba 0.14%

$$B_1 = -0.1459 \quad B_2 = 0.0236 \quad C = 0.1125$$

Nekonečně hluboká potenciálová jáma v elektrickém poli



Nekonečně hluboká jáma v elektrickém poli - poruchová teorie

$$\Psi_n^{(0)}(x) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{a}} \cos \frac{n\pi x}{2a} & n \text{ liché} \\ \sqrt{\frac{1}{a}} \sin \frac{n\pi x}{2a} & n \text{ sudé} \end{cases} \quad E_n^{(0)} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2} n^2$$

oprava energie 1. řádu

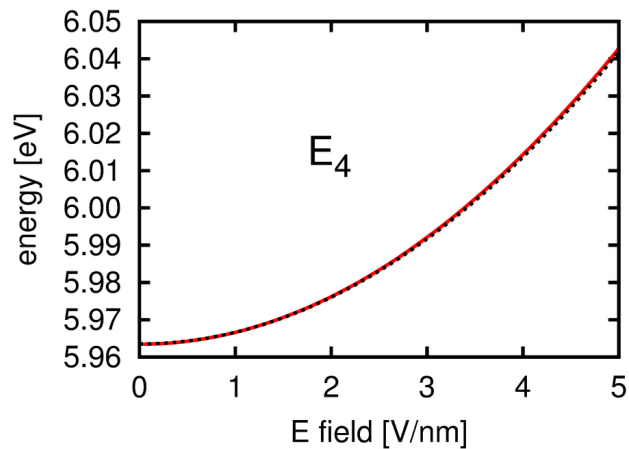
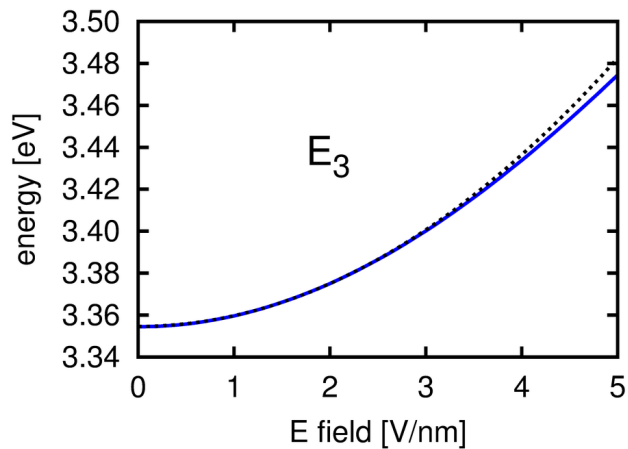
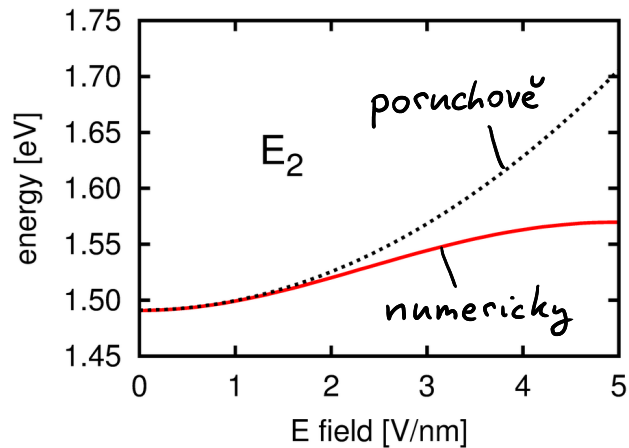
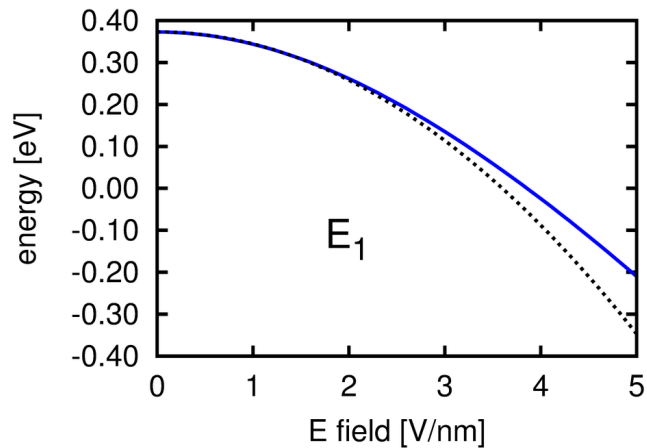
$$E_1^{(1)} = \langle \Psi_1^{(0)} | \hat{W} | \Psi_1^{(0)} \rangle = \int_{-a}^{+a} e \mathcal{E} x |\Psi_1^{(0)}(x)|^2 dx = 0$$

oprava energie 2. řádu

$$E_1^{(2)} = - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{|\langle \Psi_n^{(0)} | \hat{W} | \Psi_1^{(0)} \rangle|^2}{E_n^{(0)} - E_1^{(0)}}$$

maticový prvek \hat{W} $\langle \Psi_n^{(0)} | \hat{W} | \Psi_1^{(0)} \rangle = e \mathcal{E} a \frac{16}{\pi^2} \frac{n}{(n^2-1)^2}$ (sude' n)

$$E_1^{(2)} = - \sum_{\text{sude}' n \geq 2} \left[e \mathcal{E} a \frac{16}{\pi^2} \frac{n}{(n^2-1)^2} \right]^2 \frac{1}{\frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2} (n^2-1)} \rightarrow E_n \approx E_n^{(0)} + E_n^{(2)}$$



Atom vodíku v elektrickém poli - poruchová teorie pro degenerované stavy

- neporušene' stavy

4 x degenerované' hladina s $n=2$

$$E_2 = - \frac{me^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \frac{1}{2^2}$$

$$\Psi_{2s} = \frac{1}{\sqrt{8\pi a^3}} \left(1 - \frac{r}{2a}\right) e^{-\frac{r}{2a}}$$

sfe'ricky symetricky'  $2s$

$$\Psi_{2p_x} = \frac{1}{\sqrt{8\pi a^3}} \frac{r}{2a} e^{-\frac{r}{2a}} \sin\vartheta \cos\varphi$$

$$\sim x e^{-r/2a}$$



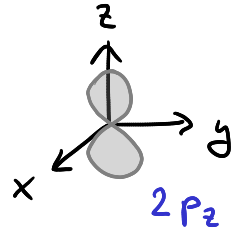
$$\Psi_{2p_y} = \frac{1}{\sqrt{8\pi a^3}} \frac{r}{2a} e^{-\frac{r}{2a}} \sin\vartheta \sin\varphi$$

$$\sim y e^{-r/2a}$$



$$\Psi_{2p_z} = \frac{1}{\sqrt{8\pi a^3}} \frac{r}{2a} e^{-\frac{r}{2a}} \cos\vartheta$$

$$\sim z e^{-r/2a}$$



- porucha $\hat{W} = e \mathcal{E} \hat{z} = e \mathcal{E} r \cos\vartheta$

(elektrické' pole s intenzitou \mathcal{E} ve směru osy z)

- maticové prvky poruchy

nulové: $\langle 2s | \hat{W} | 2s \rangle, \langle 2p_x | \hat{W} | 2p_x \rangle, \langle 2p_y | \hat{W} | 2p_y \rangle, \langle 2p_z | \hat{W} | 2p_z \rangle$
 $\langle 2s | \hat{W} | 2p_x \rangle, \langle 2s | \hat{W} | 2p_y \rangle, \langle 2p_x | \hat{W} | 2p_y \rangle, \langle 2p_x | \hat{W} | 2p_z \rangle, \langle 2p_y | \hat{W} | 2p_z \rangle$

nennulové pouze $\langle 2s | \hat{W} | 2p_z \rangle = \langle 2p_z | \hat{W} | 2s \rangle = 3e\epsilon a = D$

$$\langle 2s | \hat{z} | 2p_z \rangle = \frac{1}{8\pi a^3} \underbrace{\int_0^\infty dr r^2 \left(1 - \frac{r}{2a}\right) e^{-\frac{r}{2a}} r \frac{r}{2a} e^{-\frac{r}{2a}}}_{-18a^4 \text{ užitečným } \int_0^\infty \int^n e^{-\lambda j} dj = \frac{n!}{\lambda^{n+1}}} \underbrace{\int_0^\pi d\theta \sin\theta \cos^2\theta}_{\frac{2}{3}} \underbrace{\int_0^{2\pi} d\varphi}_{2\pi} = -3a$$

- oprava energie 1. řádu diagonalizací poruchy - štěpení $n=2$ hladiny

$$W = \begin{pmatrix} 0 & D & 0 & 0 \\ D & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

pořadí 2s 2p_z 2p_x 2p_y

