

SONOLUMINESCENCJA PIEKŁO W BĄBELKU

Piotr Pietrzak

Instytut Fizyki Doświadczalnej U.W

Zakład Optyki

SONOLUMINESCENCJA:

świecenie pęcherzyka powietrza pod wpływem fali akustycznej

SBSL-single bubble SL

MBSL-multi bubble SL

SBLS:

stabilne

niestabilne

Odkrycie

kawitacja :1917 - Rayleigh (teoria)

**MBSL : 1933 - Marinesco & Trillat (klisza fotograficzna w
kąpieli ultradźwiękowej)**

1934 - Frenzel & Schultes (demonstracja zjawiska)

SBSL :1989 - Filipe Gaitan & Larry Crum

Historia

pytanie I - dlaczego konwersja energii jest bardziej wydajna dla procesu SBSL niż dla MBSL?

Barber & Putterman : czas trwania impulsu światła $\tau \sim 50$ ps
($\tau \ll$ czasu kolapsu)

Greenspan & Nadin, Wu & Roberts, Moss et al : konwersja i skupienie energii przez falę uderzeniową

Hiller et al : pomiar widma (oszacowanie temperatury $\sim 10^4$ K)

Gaitan et al : zmierzona zależność $R(t)$ opisywana równaniem Rayleigh-Plesset`a

Brenner, Hilgenfeldt, Löhse : teoria hydrodynamiczna SL

SBSL możliwa w : H_2O

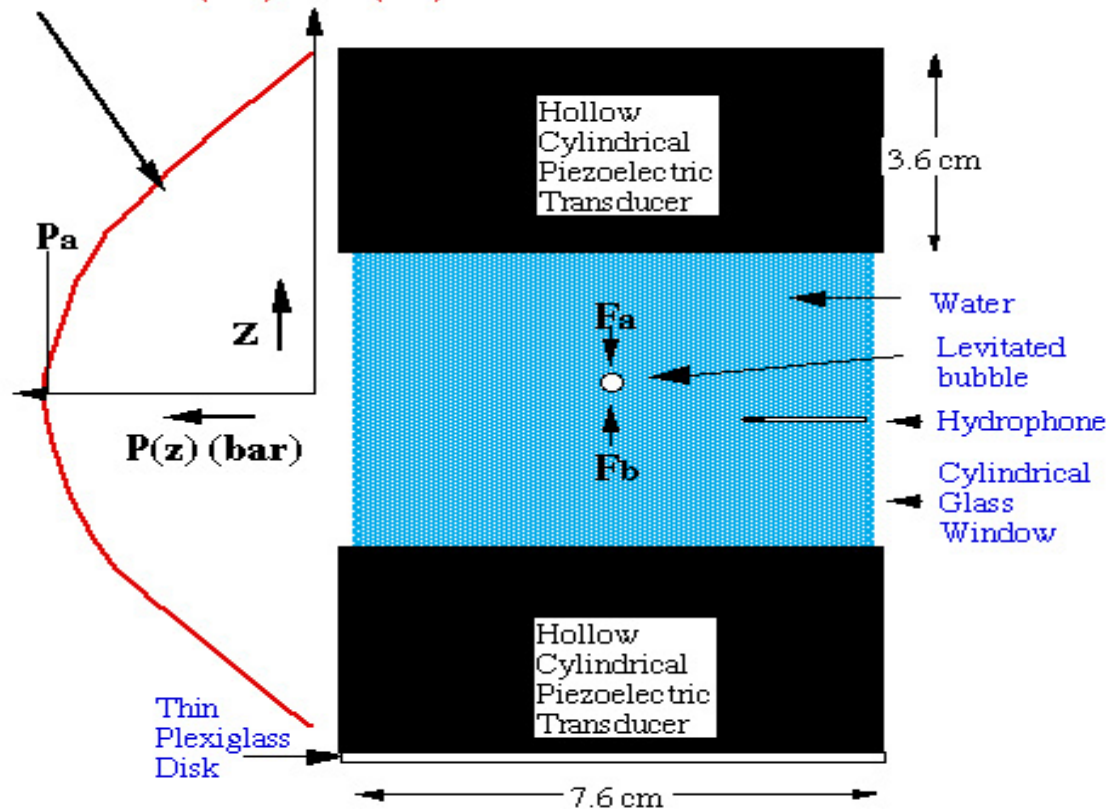
mieszaninach : H_2O +gliceryna, H_2O +alkohole

pytanie II - mechanizm generacji światła?

???

PRZEPIS :

$$P = P_a \cdot \sin(\omega a t) \cdot \cos(k a z)$$



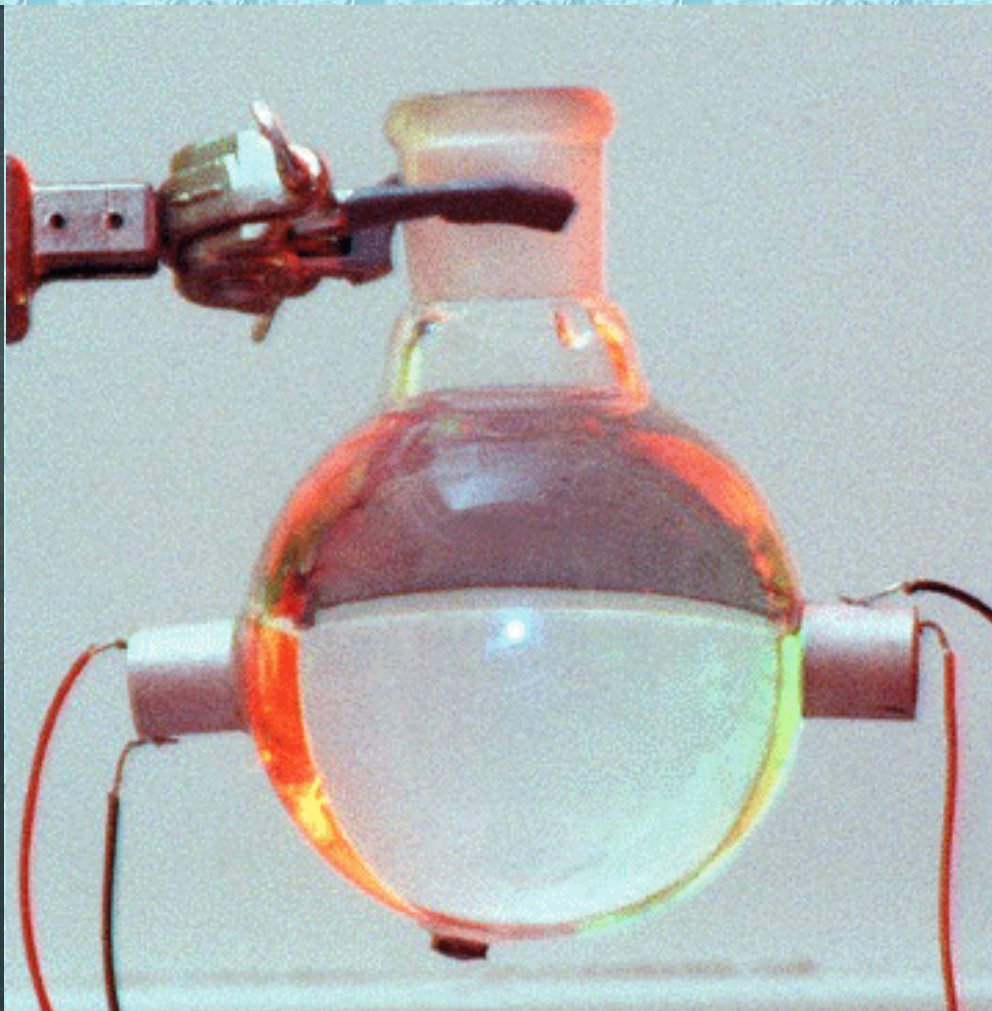
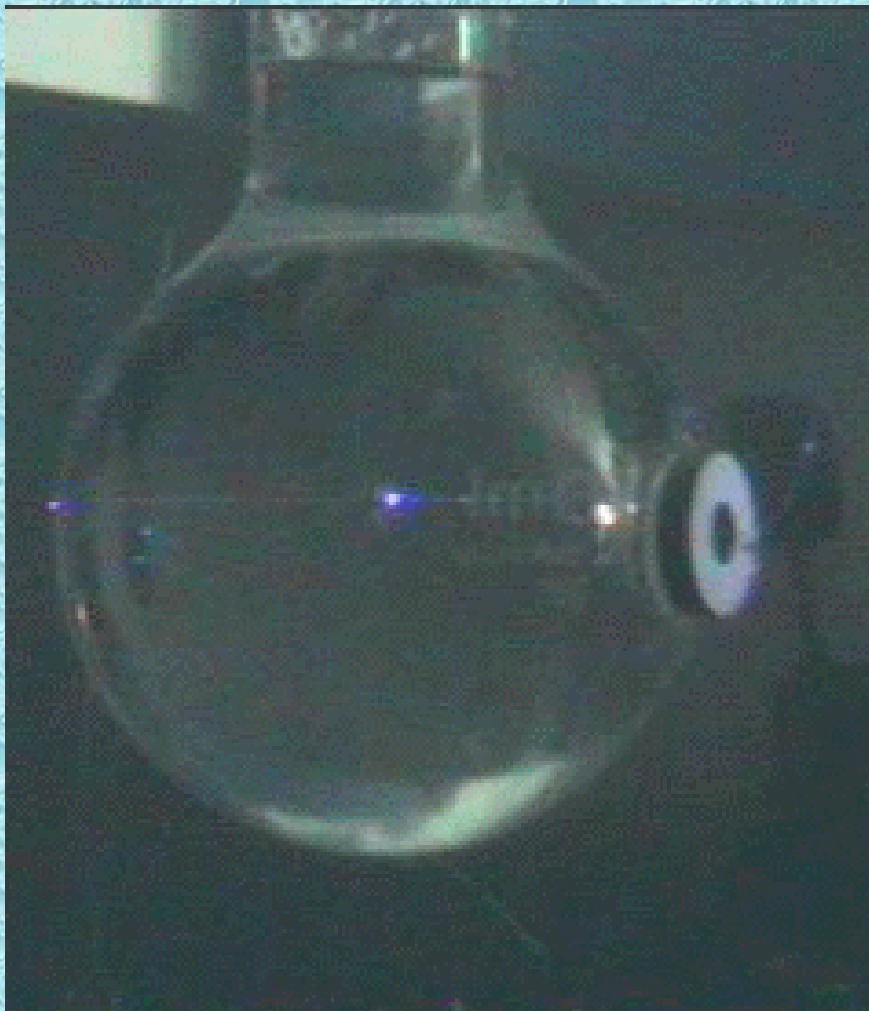
Acoustic Levitation

$$F_b = \text{buoyant force} = \rho g V$$

$$F_a = \text{acoustic force} = K(\beta, \rho, c) \cdot \langle V(t) \cdot \mathbf{P} \cdot \nabla \mathbf{P} \rangle$$

K constant, ρ density, β compressibility, c sound speed, $\langle \dots \rangle$ time average, V bubble volume, g gravity, \mathbf{P} acoustic pressure (vector)

Wynik :



Dynamika cieczy

A. Równanie Rayleigh-Plesset'a.

równania Naviera-Stokesa fali akustycznej w roztworze :

$$\rho(\partial_t \mathbf{u} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u}) = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{u} + \zeta \nabla \nabla \mathbf{u}$$

$$\partial_t \rho + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0$$

założenia :

- roztwór izotermiczny
- rozmiar bąbla zaniedbywalny
- prędkość cieczy mała
- zaniedbanie fal generowanych przez bąbel
- pole akustyczne niezależne od $r \rightarrow$

(ciśnienie fali w otoczeniu bąbla)

$$p = P_0 + P(t)$$

- prędkość cieczy w otoczeniu bąbla :

$$u = \partial_t R \bullet R^2 / r^2$$

równowaga sił na ścianie bąbla :

$$p_g(t) - p[R(t)] - 4\eta \frac{\dot{R}}{R} = 2 \frac{\sigma}{R}$$

ostatecznie

równanie Rayleigh-Plesset'a :

$$\ddot{R} R + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_w} (p(R,t) - P(t) - P_0) + \frac{R}{\rho_w c_w} \frac{d}{dt} (p(R,t) - P(t)) - 4\nu \frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\sigma}{\rho_w R}$$

ciśnienie gazu wewnątrz bąbla :

przy warunku $|\partial_t R| \ll c_g$

$$p_g(R(t)) = P_0 \left(\frac{R_o^3 - h^3}{R^3(t) - h^3} \right)^\gamma$$

h - rdzeń van der Waalsa

γ - izotermiczny wykładnik politropy gazu

jeśli $|\partial_t R|$ małe - transfer ciepła przez ścianę \rightarrow temp. gazu \approx temp. cieczy

$$\gamma \approx 1 \text{ (uśrednione po } T_a)$$

jeśli $|\partial_t R|$ duże - transfer nie zachodzi \rightarrow adiabatyczna kompresja

$$\text{dla gazów szlachetnych } \gamma = 5/3$$

w równaniu Rayleigh-Plesset'a czasy $< \omega^{-1} \rightarrow Pe \sim 10^4 \rightarrow \gamma = 5/3$

jeśli tylko $Pe \gg 1$ dla $t \sim 1 \text{ ns}$ to dynamika bąbla nie zależy od γ

równania opisujące dynamikę bąbla:

- 3D równań Naviera-Stokesa po obu stronach bąbla
- uwzględnienie transferu ciepła i masy przez ścianę
- warunek ciągłości na granicy faz
- uwzględnienie fali akustycznej w roztworze

całość rozważana jako funkcje parametrów w czasie milionów cykli oscylacji

równania nierozwiązywalne numerycznie !!!

uproszczenia:

1^o Rayleigh-Plesset ODE -

- bąbel jest sferycznie symetryczny
- ciśnienie wewnątrz nie ma rozkładu przestrzennego
- zależność czasowa ciśnienia wynika z równania stanu

rozwiązanie dla długich czasów

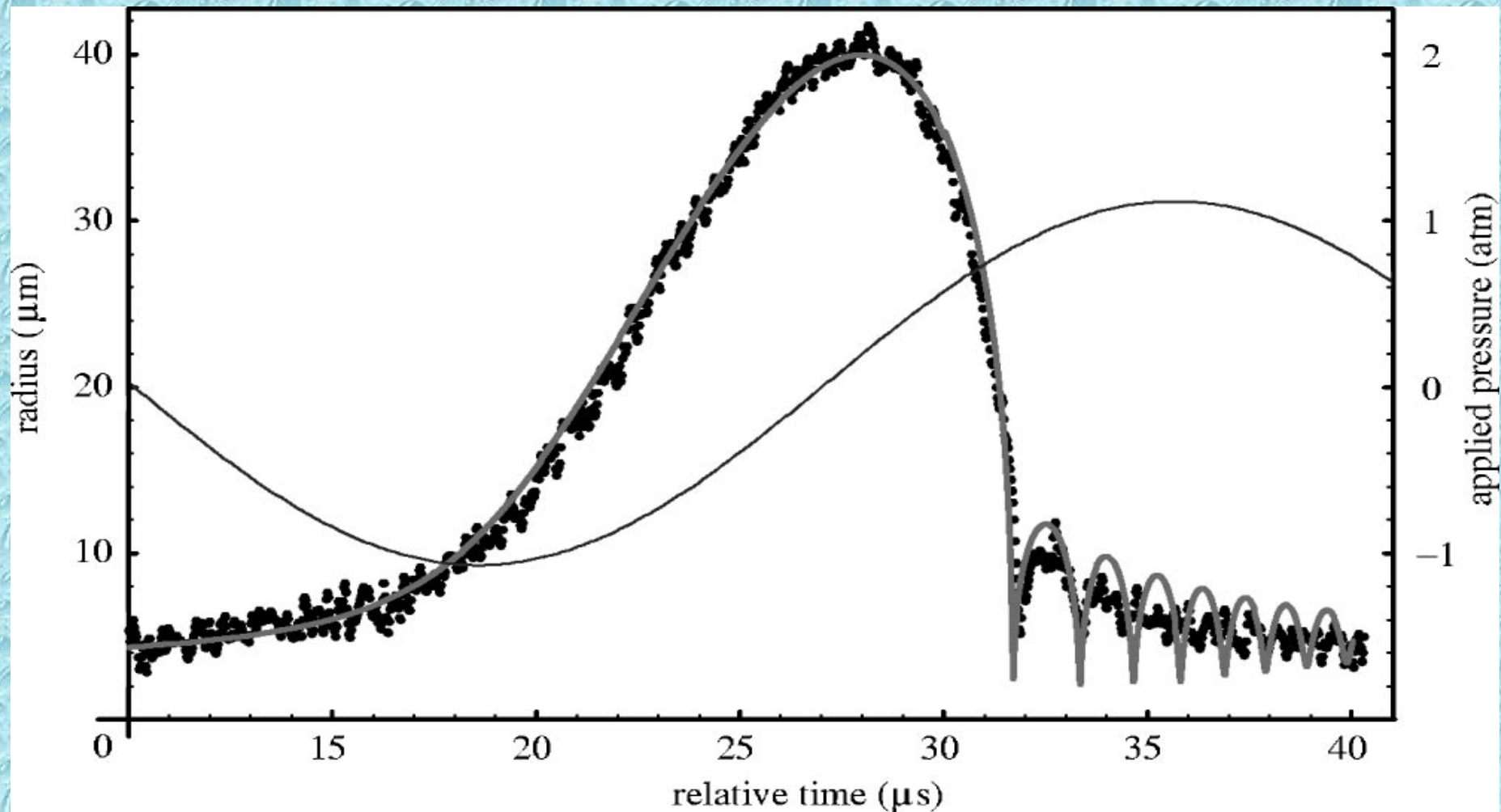
brak dynamiki prowadzącej do emisji światła

2^o Löffstedt -

- tworzenie fali uderzeniowej i emisja fal akustycznych zmienia zależność $R(t)$

3^o sferycznie symetryczna dynamika bąbla -

rozwiązania wewnątrz bąbla włącza się do równania Rayleigh-Plesset'a



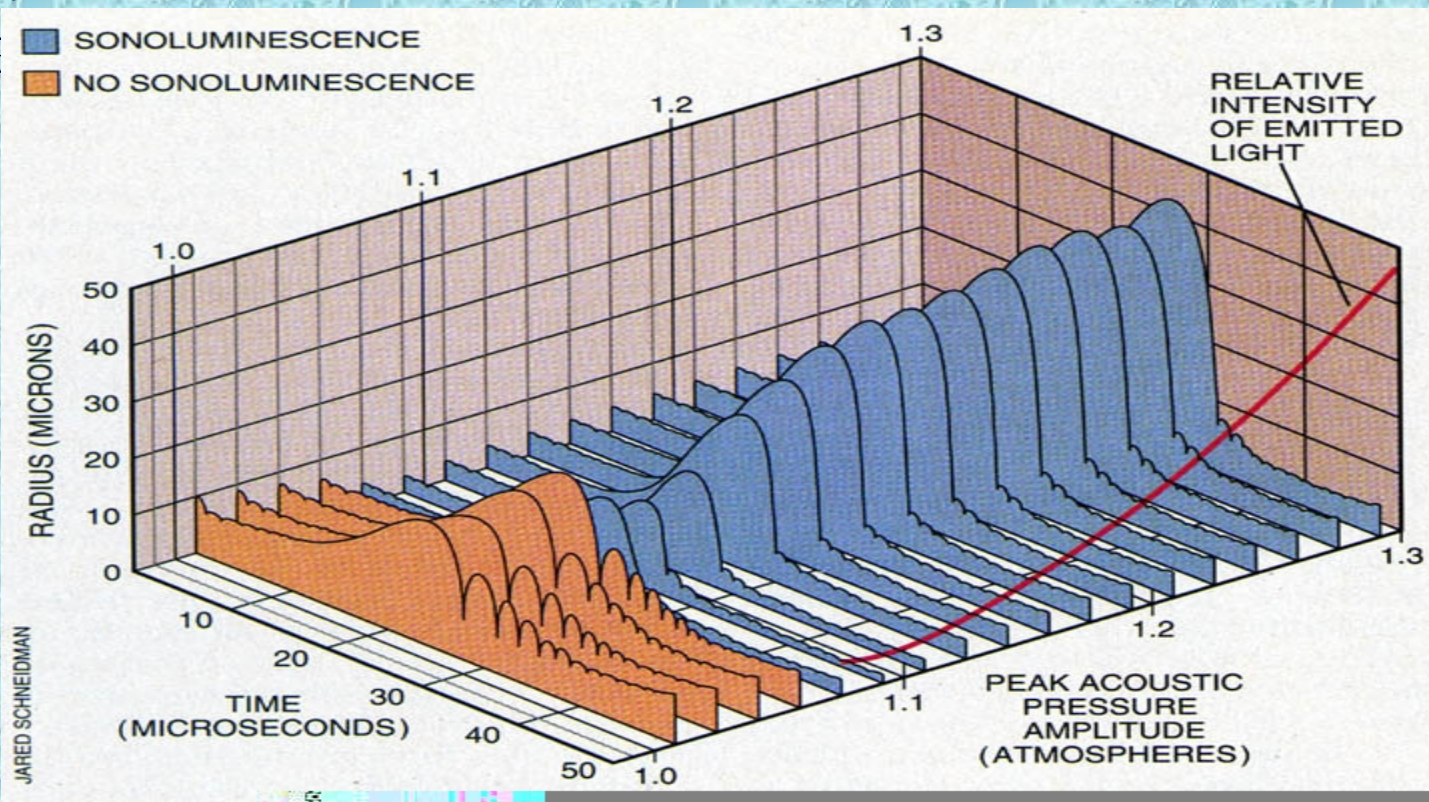
oscylacje bąbla :

$$2\pi f_0 = \sqrt{\frac{1}{\rho R_0^2} \left(3\gamma P_0 + (3\gamma - 1) \frac{2\sigma}{R_0} \right)}$$

$$f \approx 20 \text{ kHz} \quad f_0 \approx 500 \text{ kHz}$$

$P_a < P_0$: oscylacje sinusoidalne

$P_a \approx P_0$



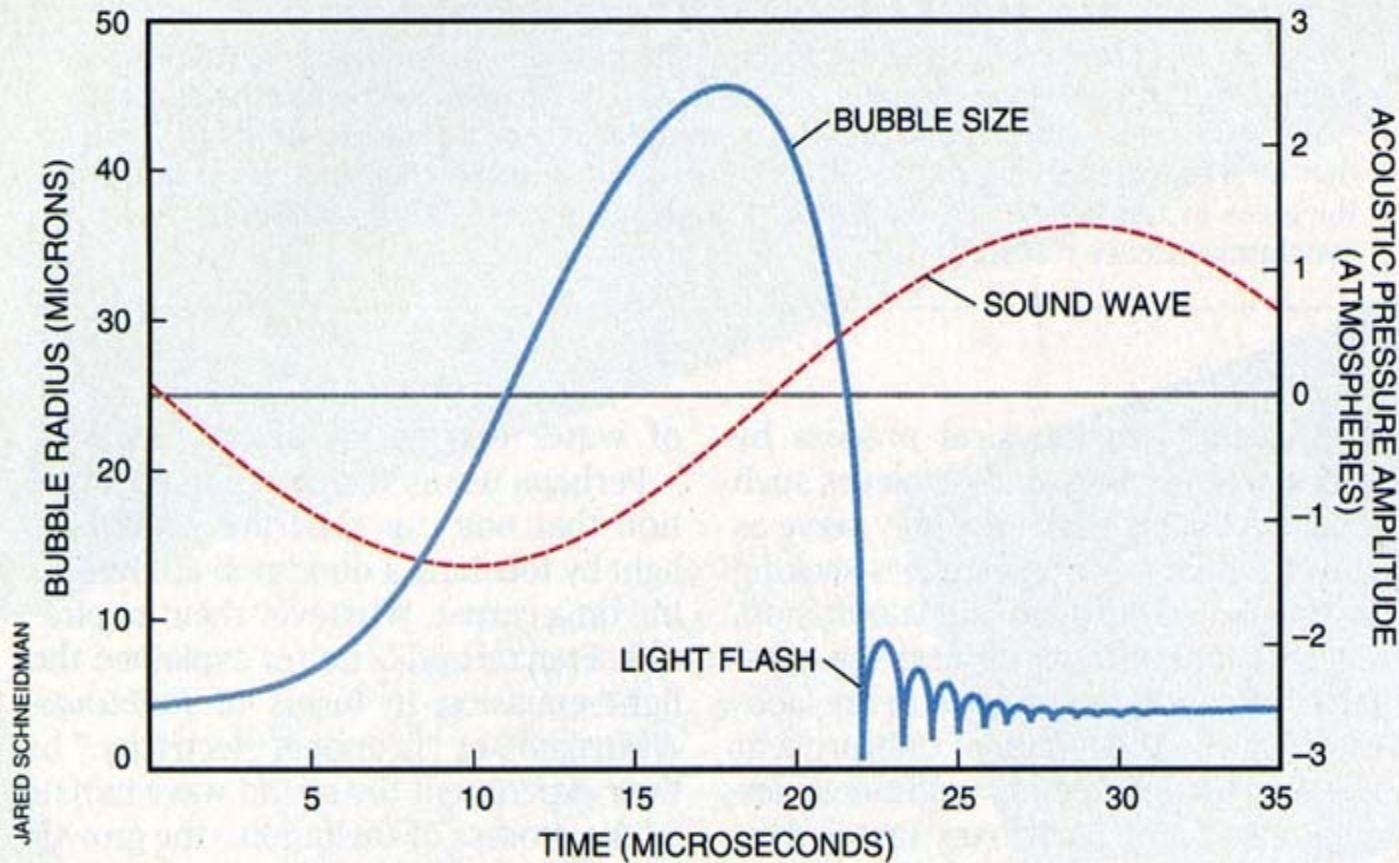
dynamika bąbla :

- wzrost (dla $A < 0$) : $R_{\max}/R_0 \approx 10$

- kolaps (gdy A zmienia znak) w czasie 1ns : $R_{\min}/R_0 \approx 0,1$

emisja światła

- oscylacje (dla $A > 0$) :



zmagazynowana energia przekazywana w czasie nanosekundowym do otoczenia

gęstość energii skupionej w obszarze $1 \mu\text{m} \sim 10^{11} \text{ erg/cm}^3$

(10^{13} W/cm^3)

ciśnienie $\sim 10^5 \text{ atm}$

99% energii przekazywanej jest do otoczenia na trzy sposoby :

1. emisja światła (sonoluminescencja) : 10^{-4} energii całkowitej

2. generacja fali uderzeniowej dookoła bąbla

$P_{\text{scattered}}$ - ciśnienie fali akustycznej emitowanej przez bąbel

$$P_{\text{scattered}}(t) = \rho \frac{\partial}{\partial t} (R^2 \dot{R}^*)$$

dla kolapsu Rayleigh'a :

$$\dot{R}^* = -\sqrt{\frac{2P_0}{3\rho}} \left(\frac{R_{\text{max}}}{R} \right)^{\frac{3}{2}}$$

stąd amplituda fali rozproszonej :

$$P_{\text{scattered}} \sim \frac{1}{\omega^5}$$

wniosek : absorbowana jest fala o jednej częstotliwości, emitowane jest szerokie widmo (do 3 GHz)

3. konwersja energii na ciepło w obszarze rzędu kilku promieni bąbla
wg. Kirchoffa (dla jednego okresu fali) :

$$\Delta Q_k = \frac{\omega^2 \xi}{u^2 \rho} T_a \frac{\lambda}{8} \rho_0 (v^2)$$

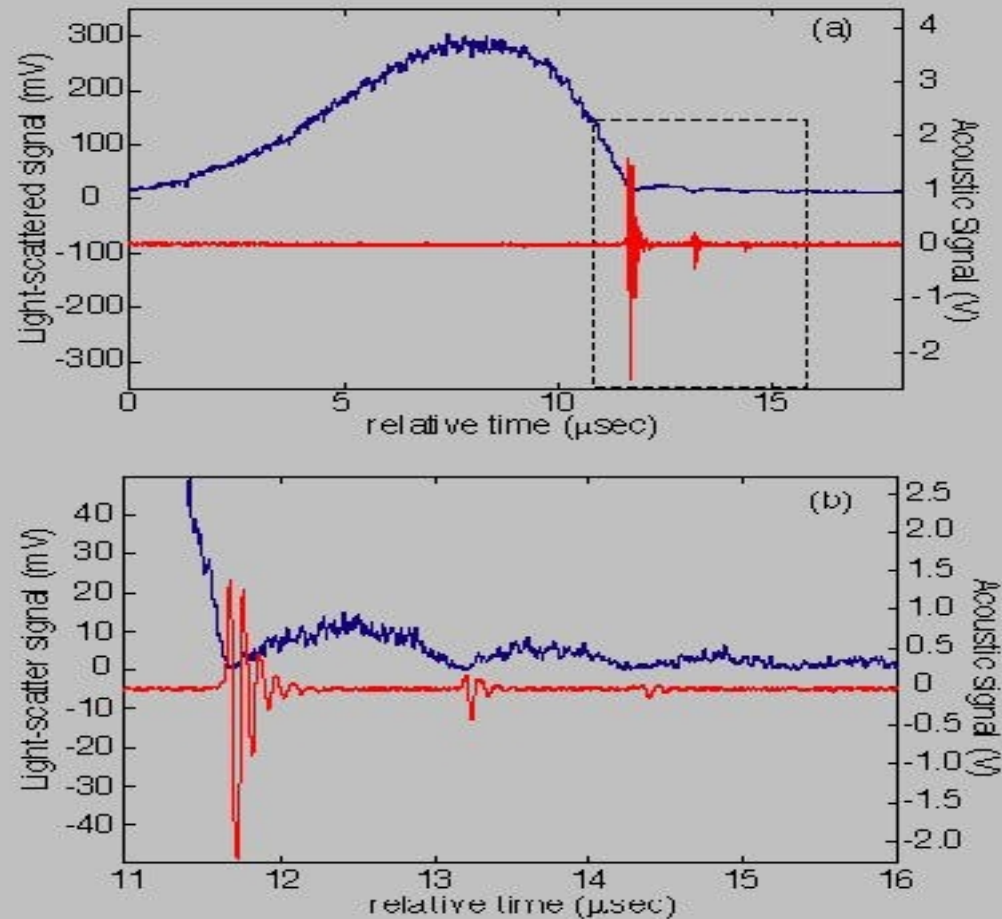
ξ - lepkość cieczy

u - prędkość dźwięku v - prędkość amplitudy fali

T_a - okres fali

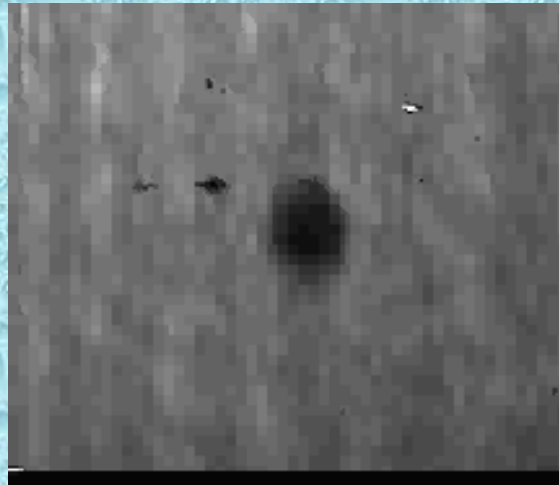
fale o $\omega < 10\text{MHz}$ i czasie trwania 10-100 ns (unoszące 10% energii)
absorbowane w całości przez roztwór (w obszarze 1mm dookoła bąbla)

fale o $\omega \approx 100\text{MHz}$ i czasie trwania rzędu kilku ns (unoszące 85% energii)
konwertowane na ciepło w obszarze kilku μm dookoła bąbla



pomiar $R(t)$ - rozpraszanie Mie

Gompf & Pecha (2000) - rozpraszanie Mie przez warstwę wody dookoła bąbla
po kolapsie ($|\partial_t R| \approx 950$ m/s)



Dynamika gazu wewnątrz bąbla.

równania Naviera-Stokesa, zachowania masy i energii :

$$\partial_t \rho_g + \partial_i (\rho_g v_i) = 0$$

$$\partial_t (\rho_g v_i) + \partial_j (p_g \delta_{ij} + \rho_g v_i v_j - \tau_{ij}) = 0$$

$$\partial_t E + \partial_i [(E + p_g) v_i] - \partial_i (v_j \tau_{ij}) - \partial_i (K_g \partial_i T) = 0$$

v_j - prędkość

K_g - przewodność cieplna

τ_{ij} - tensor napięć lepkości

$$\tau_{ij} = \eta_g (\partial_j v_i + \partial_i v_j - 2/3 \delta_{ij} \partial_k v_k)$$

η_g - lepkość gazu

dodatkowo :

- równania stanu (zależne od ρ_g , p , T)
- wzbudzenia oscylacyjne, dysocjacja, jonizacja, potencjały cząsteczkowe
- K_g , η_g zależne od T i p
- zależność $r = R(t)$ (z równania R-P)
- transfer masy i ciepła

rozwiązania dla bąbla sferycznie symetrycznego

I. Modele bez lepkości:

(Wu & Roberts, Moss et al, Kondic, Chu & Leung)

założenia :

- zaniechanie lepkości i dyfuzji cieplnej gazu
- zaniechanie transferu masy i ciepła z wodą
- równanie stanu van der Waalsa podczas kolapsu

wyniki:

- sferyczna fala uderzeniowa wewnątrz bąbla poruszająca się do środka
- temperatura 10^8 K
- impuls światła o $\tau \sim 1$ ps

(Evans) 5% asferyczność bąbla hamuje powstawanie fali uderzeniowej

II. Modele dysypacyjne:

(Vuong & Szeri , Moss et all , Cheng et all)

założenia :

- dysypacja termiczna i lepkościowa
- liniowa zależność K_g od temperatury
- zaniedbanie zależności od ciśnienia
- $r = R(t)$ z równania R-P
- transfer ciepła

wyniki :

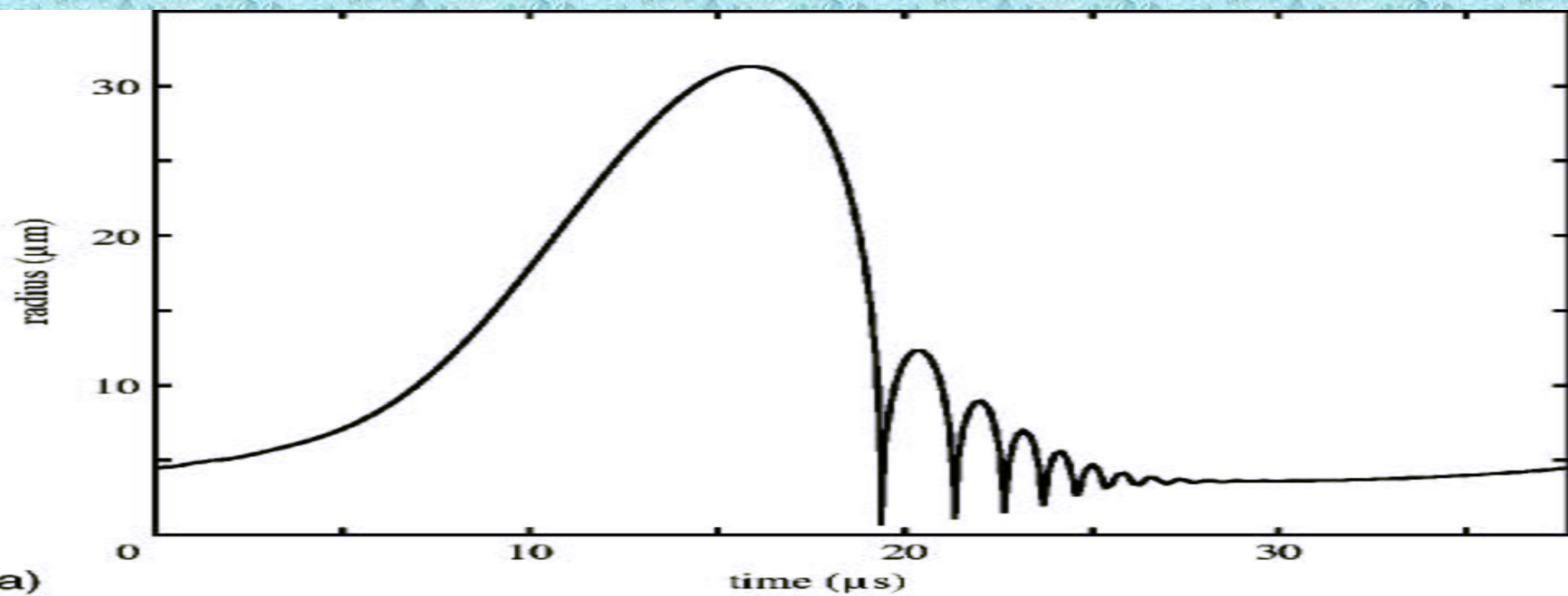
- brak fali uderzeniowej dla Ar
- temperatura 10^5 K
- zależność wyników od rodzaju gazu
- impuls światła o $\tau \sim 5$ ps
- zależność intensywności światła od masy cząsteczkowej gazu
- rozwarstwienie mieszaniny gazów wewnątrz bąbla

III. Modele dysypacyjne z parą wodną:

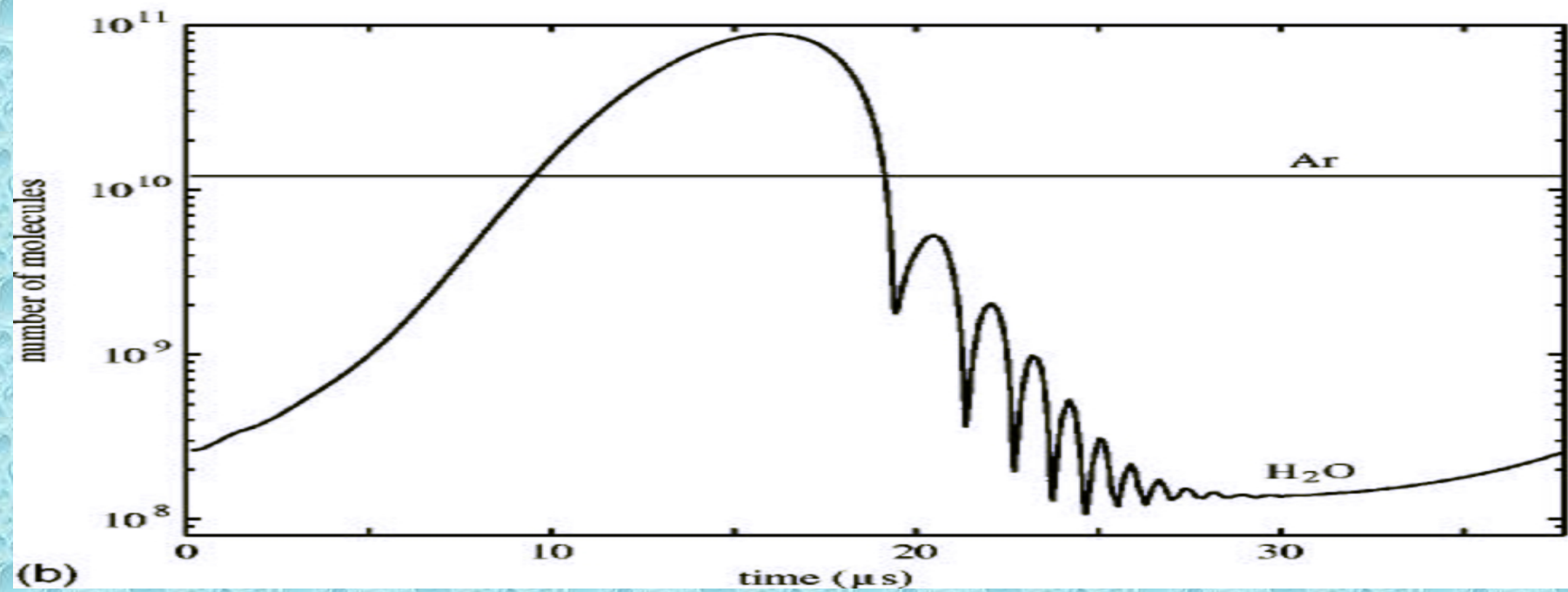
(Storey & Szeri)

wyniki :

- dyfuzja pary wodnej jako funkcja czasu
- endotermiczne reakcje chemiczne wewnątrz bąbla
- mniejsze „ocieplanie” gazu
- absorpcja energii przez wewnętrzne stopnie swobody
- wzrost intensywności światła ze spadkiem temperatury wody



(a)



(b)

IV. Jednorodny gaz van der Waalsa:

założenia :

- zaniedbanie transferu masy i ciepła

adiabatyczne równanie stanu :

$$p_{gas}(t) = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \frac{(R_0^3 - h^3)^\Gamma}{\{R(t)^3 - h^3\}^\Gamma}$$

$$T(t) = T_0 \frac{(R_0^3 - h^3)^{\Gamma-1}}{\{R(t)^3 - h^3\}^{\Gamma-1}}$$

Γ - adiabatyczny wykładnik politropy gazu

$$\Gamma = C_p / C_v$$

$p_{gaz}(t)$, $T(t)$ → równanie R-P → R(t)

V. Jednorodny gaz van der Waalsa:

założenia :

- transfer ciepła i masy
- $R(t)$ z równania R-P
- bąbel jest sferycznie symetryczny
- transfer masy wynikający z kondensacji/odparowania
- transport ciepła wynikający z zależności energii od kompresji, gradientu temperatury, kondensacji/odparowania
- ogrzewanie cienkiej warstwy wody dookoła bąbla
- endotermiczne reakcje chemiczne

wyniki :

- temperatura 10000 K
- 1.4 nJ absorbowane w reakcjach
- 0.6 nJ unoszone przez ciepło
- 0.2 pJ emitowane jako światło

nateżenie światła niezgodne z eksperymentem

Toegel et al - reakcje odwrotne $\text{H} + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + 5,1 \text{ eV}$

Parametryczny obszar SBSL.

parametry kontrolowane podczas eksperymentu:

P_a , ω , φ (fala akustyczna) , T (roztwór)

parametry ustalone przed eksperymentem:

c^{gas} (koncentracja) , skład mieszaniny gazów , skład mieszaniny roztworu

pytanie : czy po zmianie parametrów SBSL nadal możliwe?

- emisja światła wymaga silnego pola (kawitacja)
- bąbel musi być stabilny w czasie (napiecie powierzchniowe i lepkość powstrzymują wzrost niestabilności powierzchni bąbla)
- liczba cząsteczek gazu wewnątrz musi być stała w czasie pełnego okresu oscylacji
- bąbel musi pozostawać uwięziony w centrum naczynia (siła Bjerknes`a zależna od fazy ciśnienia cieczy w centrum i na ścianie bąbla równoważy siłę wyporu

SBSL niestabilne dla : $c_{\infty}/c_0 = 6\% - 26\%$

- impulsy świetlne nie są w fazie z polem akustycznym
- „taniec” bąbla
- możliwy całkowity kolaps

SBSL stabilne :

dla powietrza: $c_{\infty}^{\text{Ar}}/c_0 \sim 0,4\%$

dla argonu: $c_{\infty}^{\text{air}}/c_0 \sim 10\% - 20\%$

- impulsy świetlne w fazie z polem i częstotliwością pola
- proces może trwać przez kilka dni

niestabilności chemiczne:

z modeli hydrodynamicznych : $c_{\infty}^{\text{air}}/c_0 \sim 0,4\%$

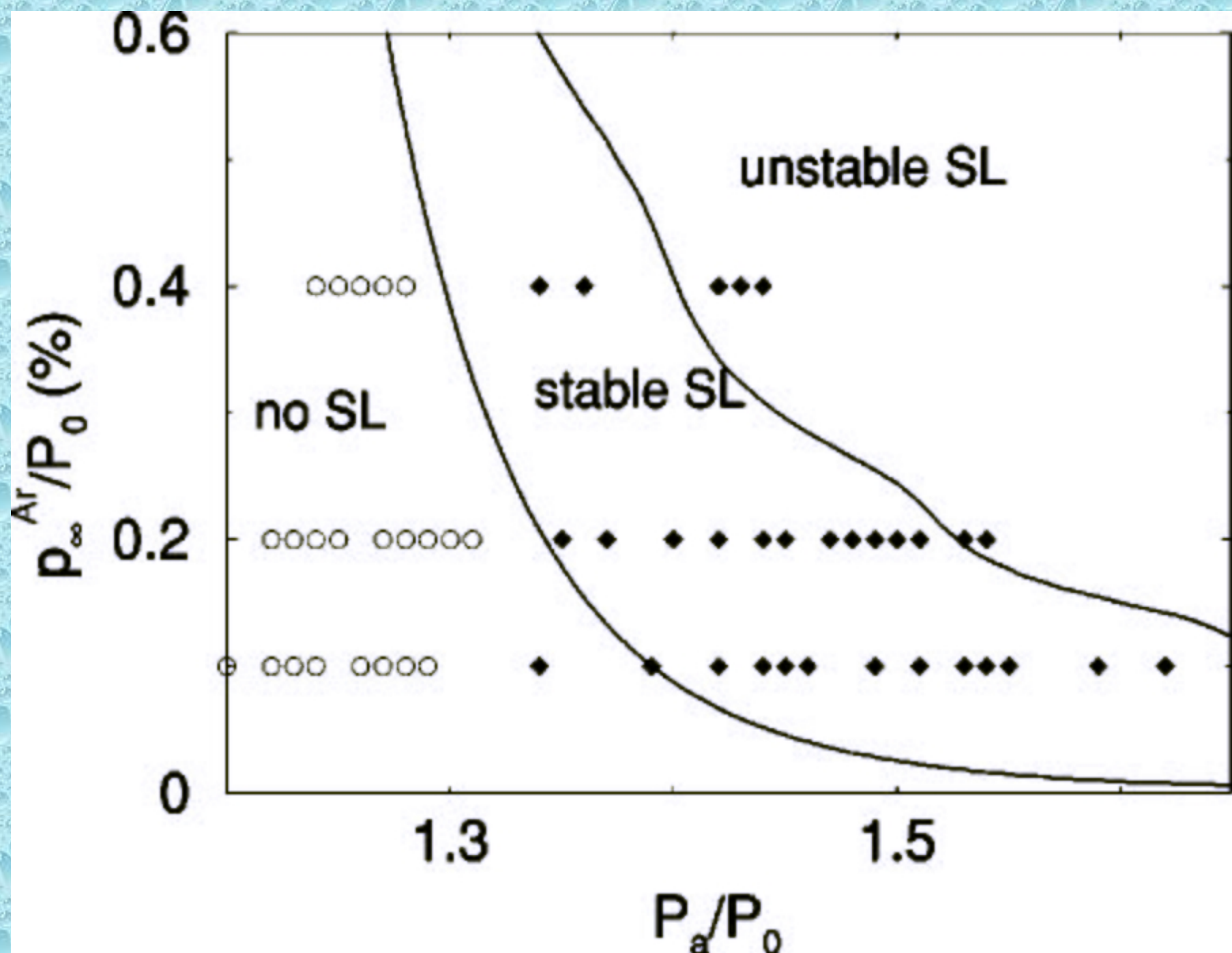
obserwowane : $c_{\infty}^{\text{air}}/c_0 \sim 20\%$

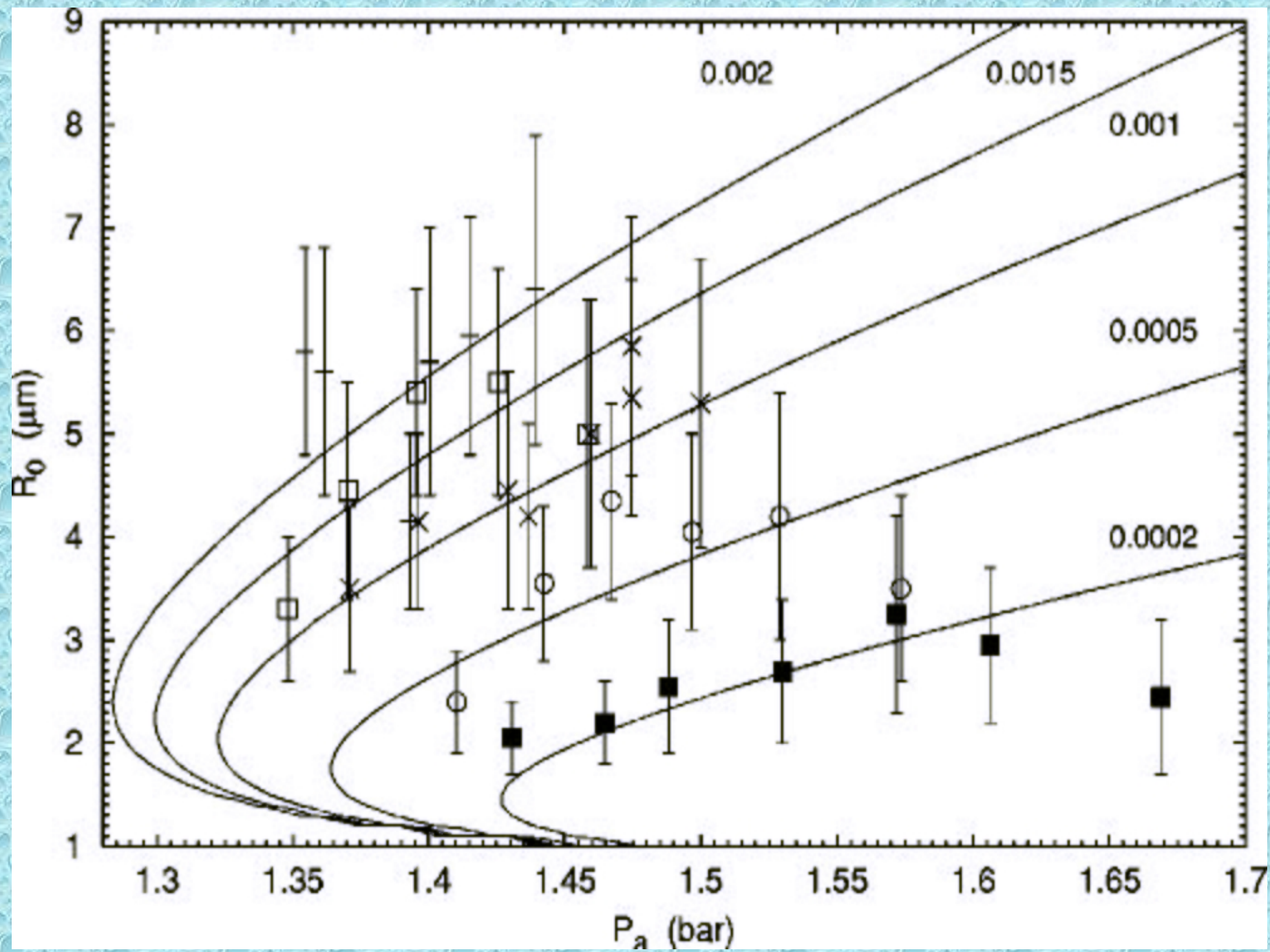
Löffstedt et al - mechanizm wyrzucania masy

temp. gazu podczas kolapsu $\sim 10^5$ K

reakcje N_2 i $\text{O}_2 \rightarrow \text{NO}_3^-$, NO_2^- , NH_4^+

pozostaje czysty Ar





dyfuzja masy wynikająca z równania R-P :

dla dużych R ciśnienie w bąblu małe \rightarrow gaz dyfunduje z roztworu

dla małych R \rightarrow odwrotnie

zmiana masy podczas cyklu oscylacji $\Delta m = 0,7\%$ masy początkowej

po kolapsie $A > 0$ - aby możliwa była ucieczka bąbla z antidotum fali,
prędkość bąbla musiałaby być $\sim 10^3$ m/s

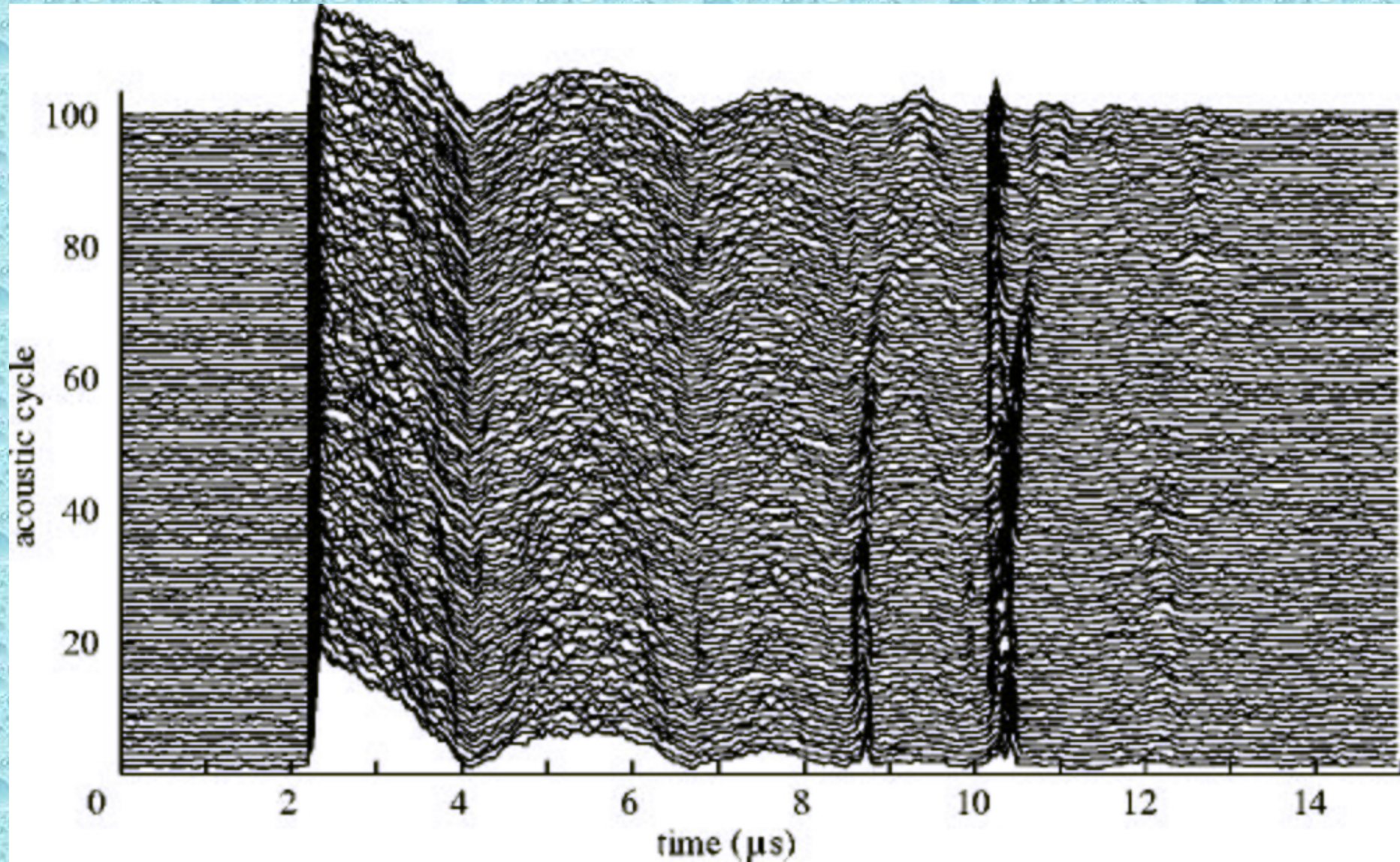
jeśli kolaps trwa ~ 1 ns - bąbel pozostaje uwięziony

podczas eksperymentu gaz z nad roztworu rozpuszcza się
w konsekwencji :

stabilne SBSL \rightarrow niestabilne SBSL \rightarrow brak SBSL

(bąbel „tańczy” coraz szybciej i rozpuszcza się)

Afterbounce instability



Zastosowania :

- osiągalne temp. i ciśnienia w b. krótkim czasie prowadzą do nowych reakcji chemicznych
- Grieser & Ashokkumar (2001) : wzbudzenia światłem SL fluorescencji w innych cząsteczkach (z większą wydajnością)
- Becket & Hua (2001) : SL jako wskaźnik reakcji sonochemicznych (emisja światła z procesów chemicznych podczas kawitacji)
- ogrzewanie i chłodzenie (10^{10} K/s) materii : Suslick & Casadonte (1987) - produkcja amorficznych nanoklastrów metalicznych do zastosowań katalitycznych
- czyszczenie ultradźwiękowe : ciśnienie dookoła kolapsującego bąbla usuwa zanieczyszczenia z powierzchni materiału (Leighton, 1994; Brennen, 1995)
- badania nad uniknięciem kawitacji :
 - korozja powierzchniowa (śruby okrętowe)
 - przerwanie przepływu turbulentnego (transport paliwa)
 - niszczenie komórek biologicznych i DNA (terapia ultradźwiękami)
 - niekontrolowane reakcje chemiczne w komórkach (terapia UKF)

Emisja światła.

światło widzialne \sim eV

fala akustyczna o $A = 1$ atm : $E \approx 10^{-11}$ eV/cząsteczkę

konwersja energii : 10^{12}

MBSL :

teorie elektryczne :

- 1937 : Levshin & Rzhevkin - wyładowanie elektryczne

- 1939 : Harvey - bąbel jako sferyczny kondensator

teorie „hot spot” :

konwersja energii przez adiabatyczną kompresję

- wzrost symetrii kolapsu powoduje wzrost natężenia światła (Margulis,2000)
- natężenie światła SBSL \gg MBSL (Gaitan et al,1992)
- zależność procesu generacji światła od temperatury podczas kolapsu
- Suslick et al, Flink, Mc-Namara : pomiar widm MBSL - identyfikacja linii widmowych, oszacowanie temperatury \sim 3000K - 6000K

SBSL :

widmo ciągłe (brak linii i pasm)

impuls o $\tau \sim$ 50 - 500 ps

- 1992 : Schwinger , 1996 : Eberlein - efekt Casimira

prędkość ściany bąbla > prędkości światła

- 1997 : Lepoint - wylądowanie w warstwie wody dookoła bąbla
- 1997 : Prosperetti - fraktoluminescencja (siła Bjerknes`a powoduje poprzeczne oscylacje bąbla powodujące kolaps asymetryczny)

możliwe procesy generacji światła :

- rekombinacja cząsteczek (Saksena & Nyborg, 1970)
- collision-induced emission (Fromhold & Atchley, 1994)
- emisja molekularna (Didenko et al, 2000)
- ekscymery (Hammer & Fromhold, 2001)
- rekombinacja atomów (Hilgenfeld et al, 1996)
- wiązanie jonów (Hammer & Fromhold, 2001)
- neutral & ion bremsstrahlung (Moss et al 1997, Xu et al 1998, Hilgenfeld et al 1999)
- emisja z elektronów uwieczonych w próżni (Bernstein & Zakin, 1995)

niepewność wyznaczenia temperatury - możliwe wszystkie mechanizmy

niskoenergetyczne wzbudzenia produkują mało światła widzialnego

wysokoenergetyczne są rzadkie (produkują małą liczbę fotonów)

powstawanie fali uderzeniowej odpowiedzialne za krótki czas impulsu światła
(Vuong & Szeri , Moss et all , Cheng et all) - **brak fali uderzeniowej dla Ar**

Gompf et all, 1997 : TCSPC (time-correlated single-photon counting)

Pecha et all, 1998 : streak-camera

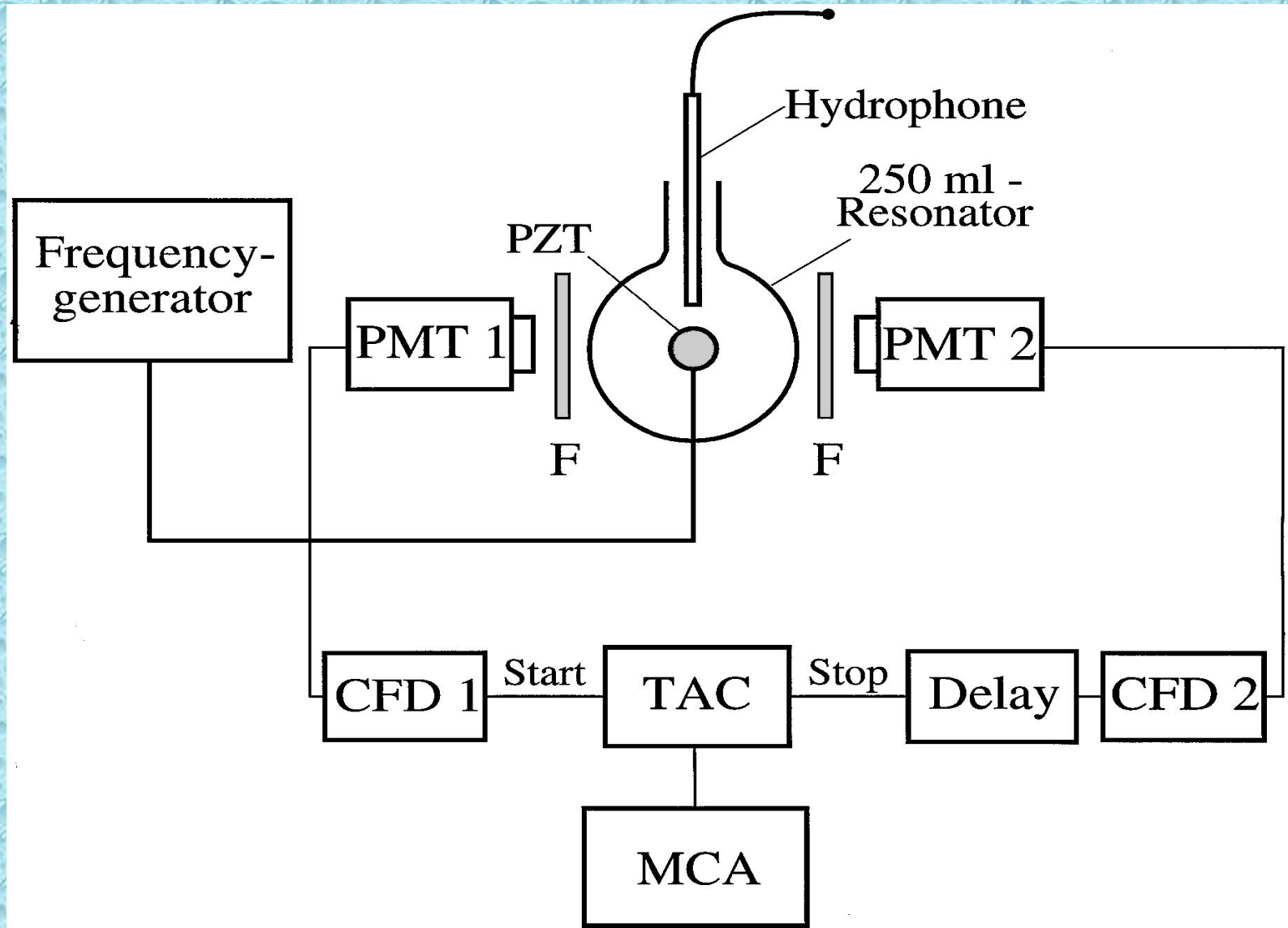
zależność natężenia i szerokości impulsu od ciśnienia fali akustycznej

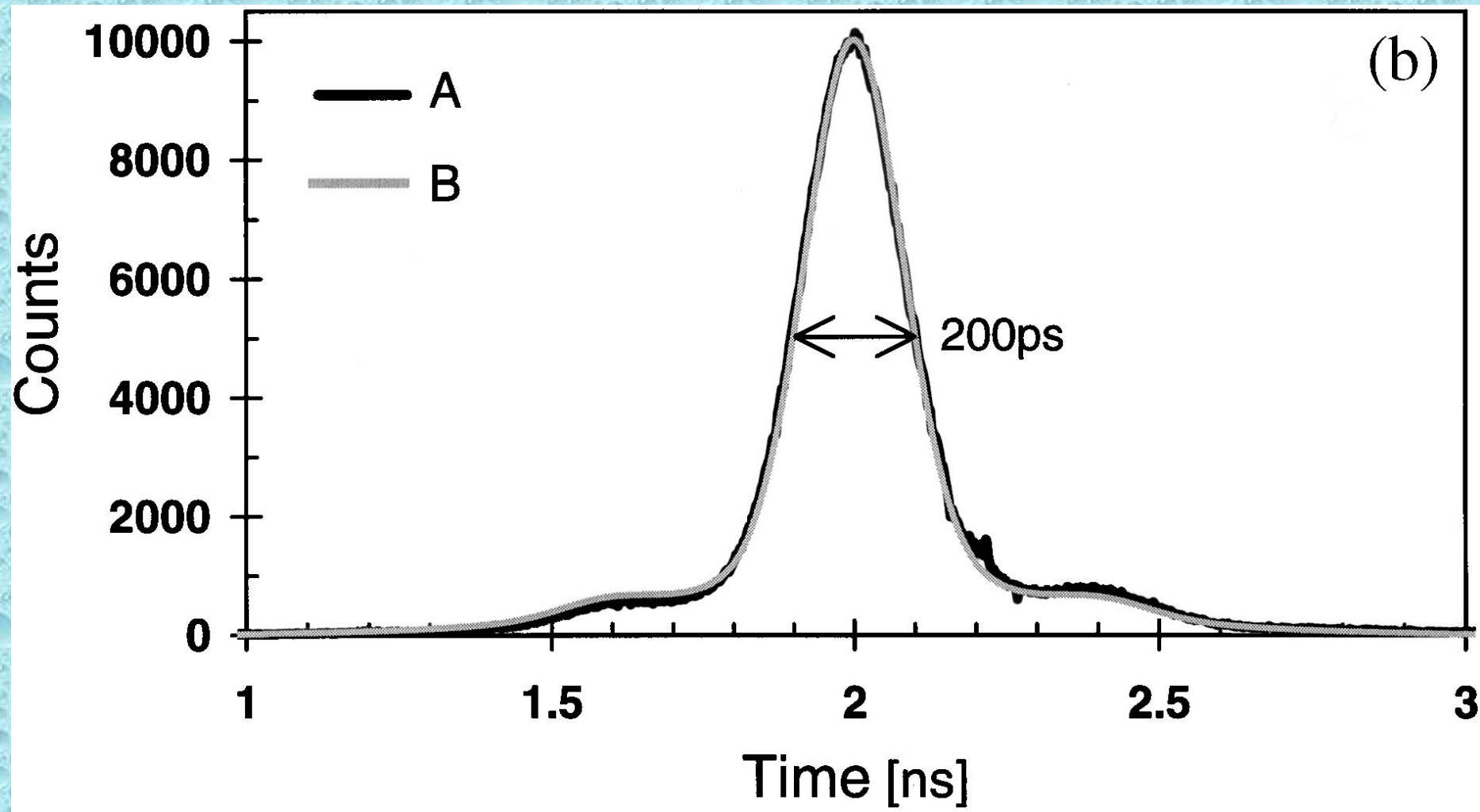
w silnie odgazowanej wodzie $\tau \sim 40 -60$ ps

niepowodzenia teorii fali uderzeniowej :

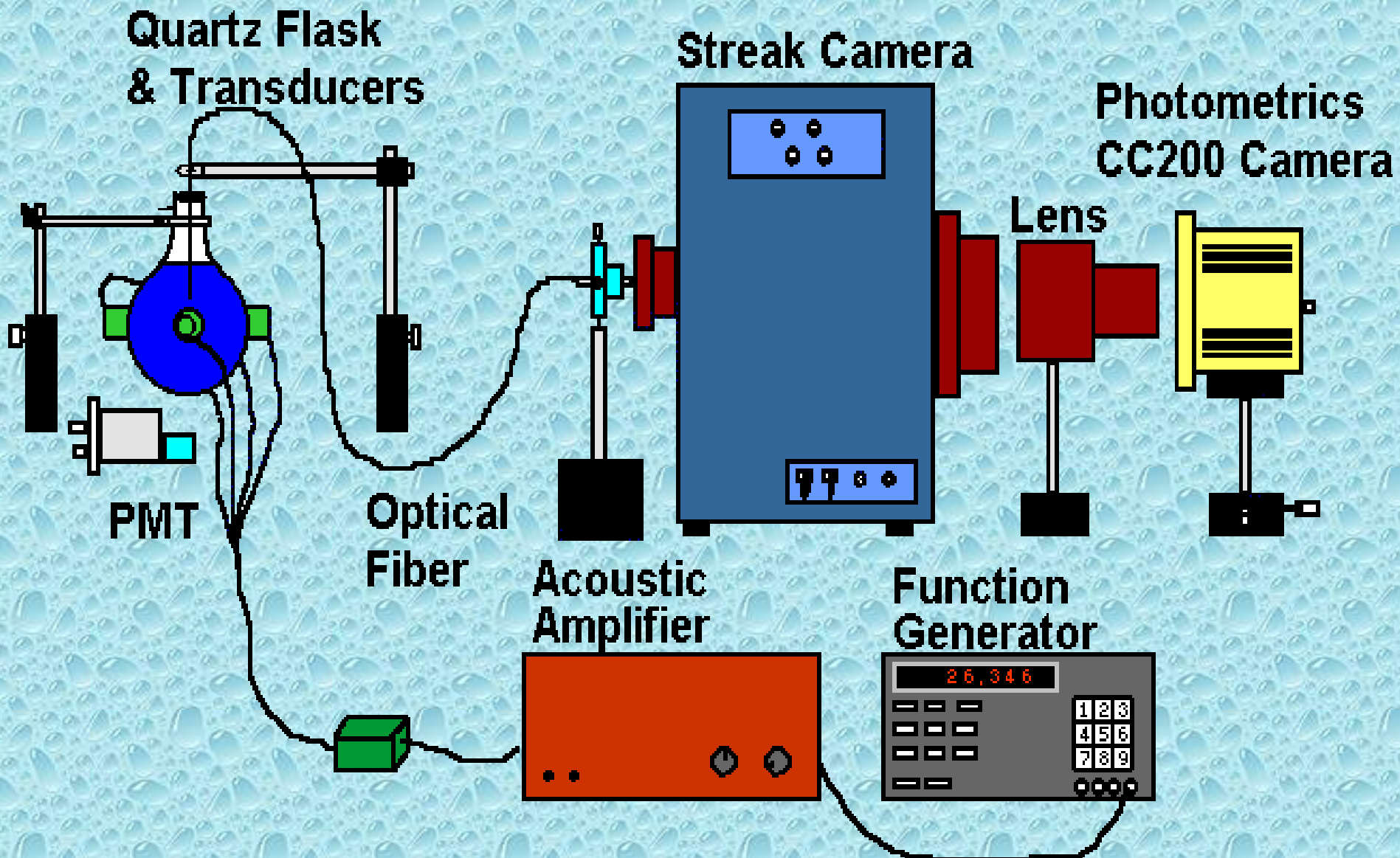
- zbyt słabe, aby kumulować energię
- ogrzewają niewielką objętość gazu w pobliżu środka (zbyt niska emisja światła)

Gompf et al, 1997





M. J. Moran, R. E. Haigh, M. E. Lowry, and D. R. Sweider



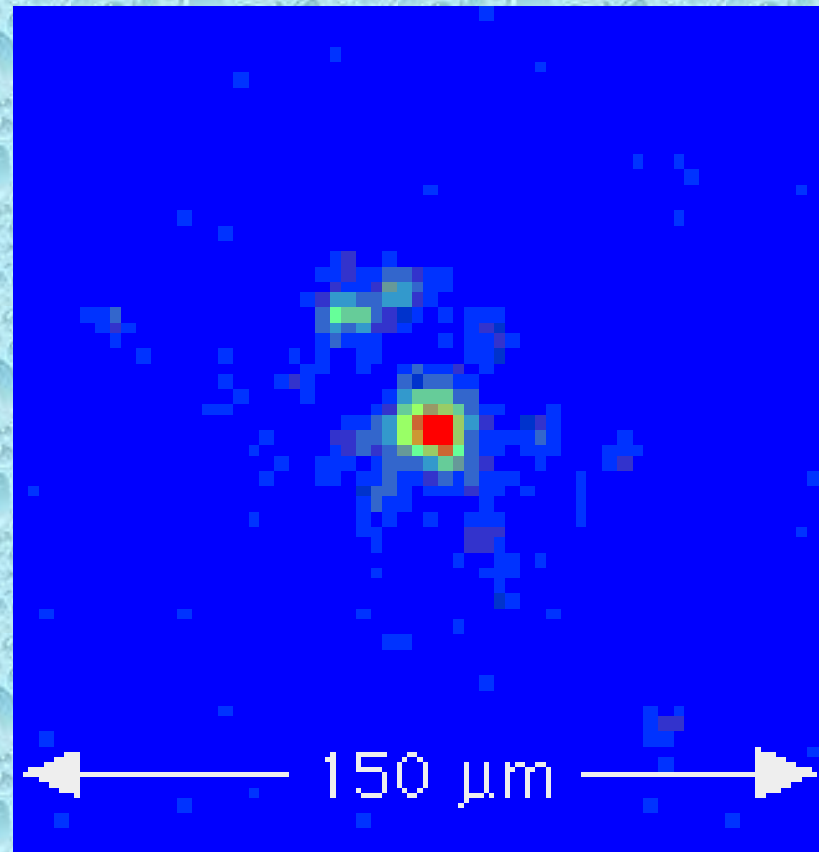
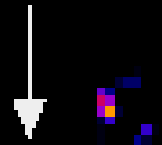
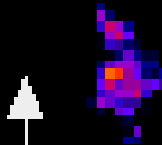
Sonolumino
(?)



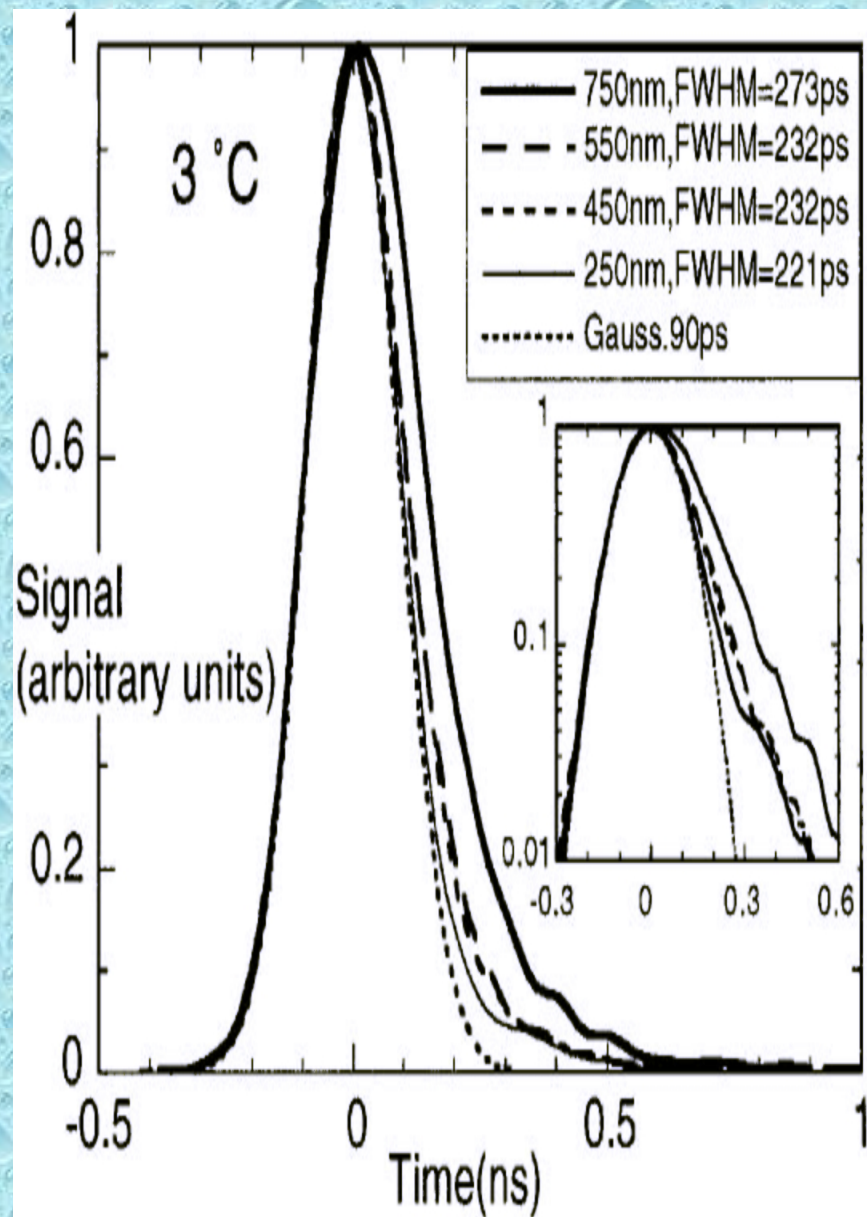
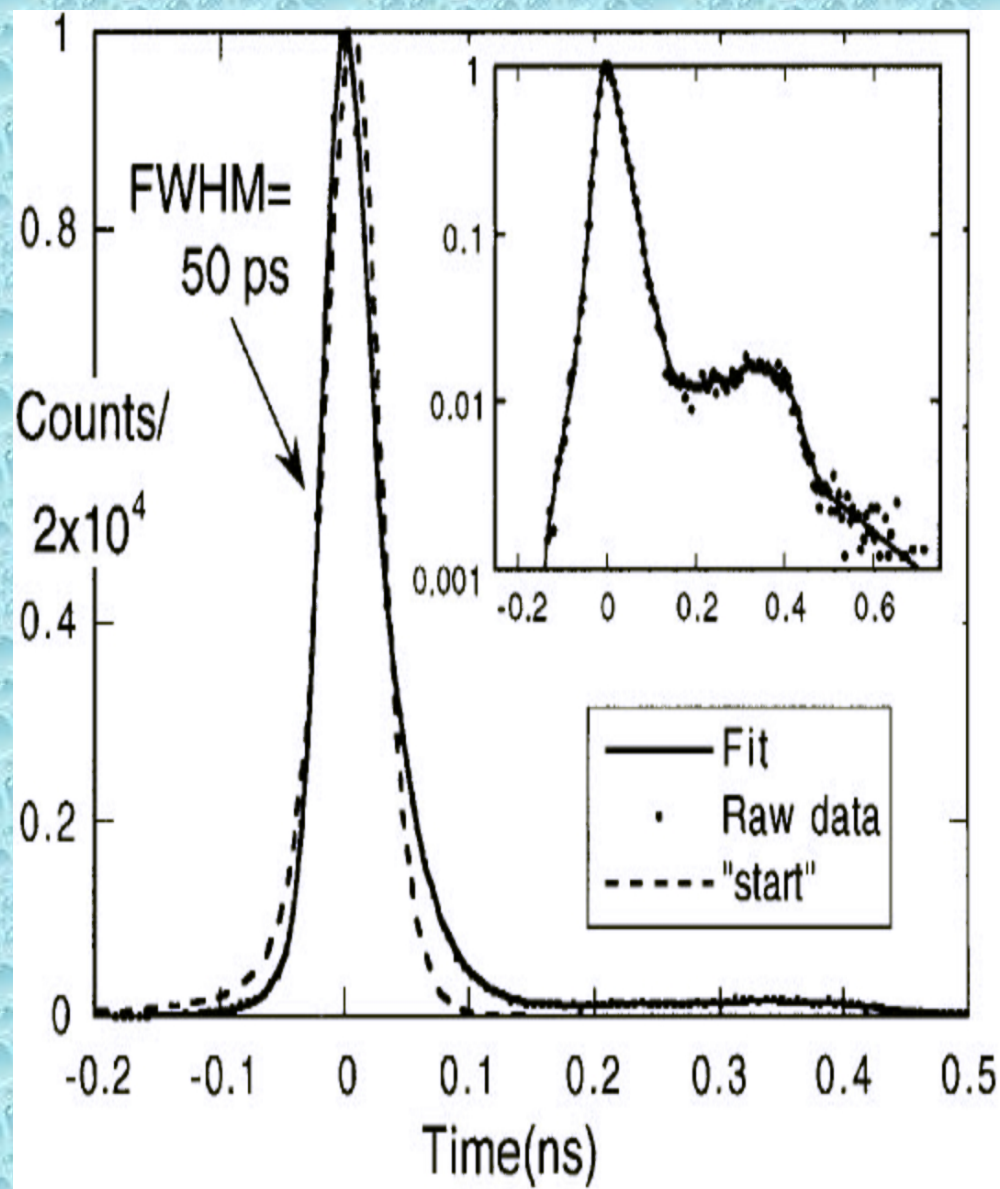
Laser
(13 psec)



6 GHz comb
(165 psec)



M. J. Moran, D. R. Sweider (1997)



Model ciała doskonale czarnego (i jego upadek).

Gompf et al : czas trwania impulsu niezależny od dł. fali światła
zaprzeczenie emisji termicznej ciała doskonale czarnego
natężenie światła c.d.cz. :

$$I_{\lambda}^{Pl} [T] = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc / \lambda k_b T) - 1}$$

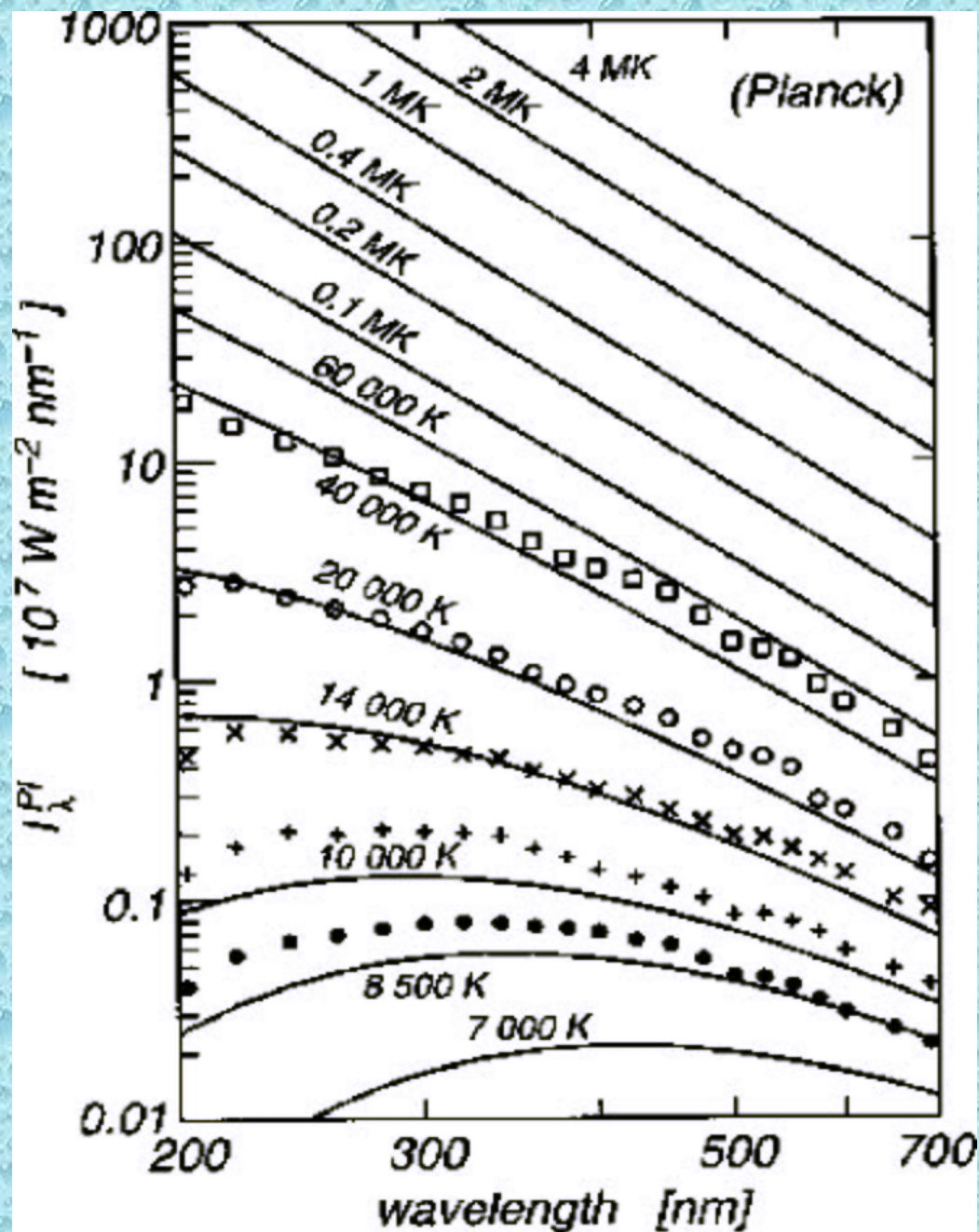
całkowite promieniowanie :

$$P_{\lambda}^{Pl} (T) = 4\pi^2 R(t)^2 I_{\lambda}^{Pl} [T(t)]$$

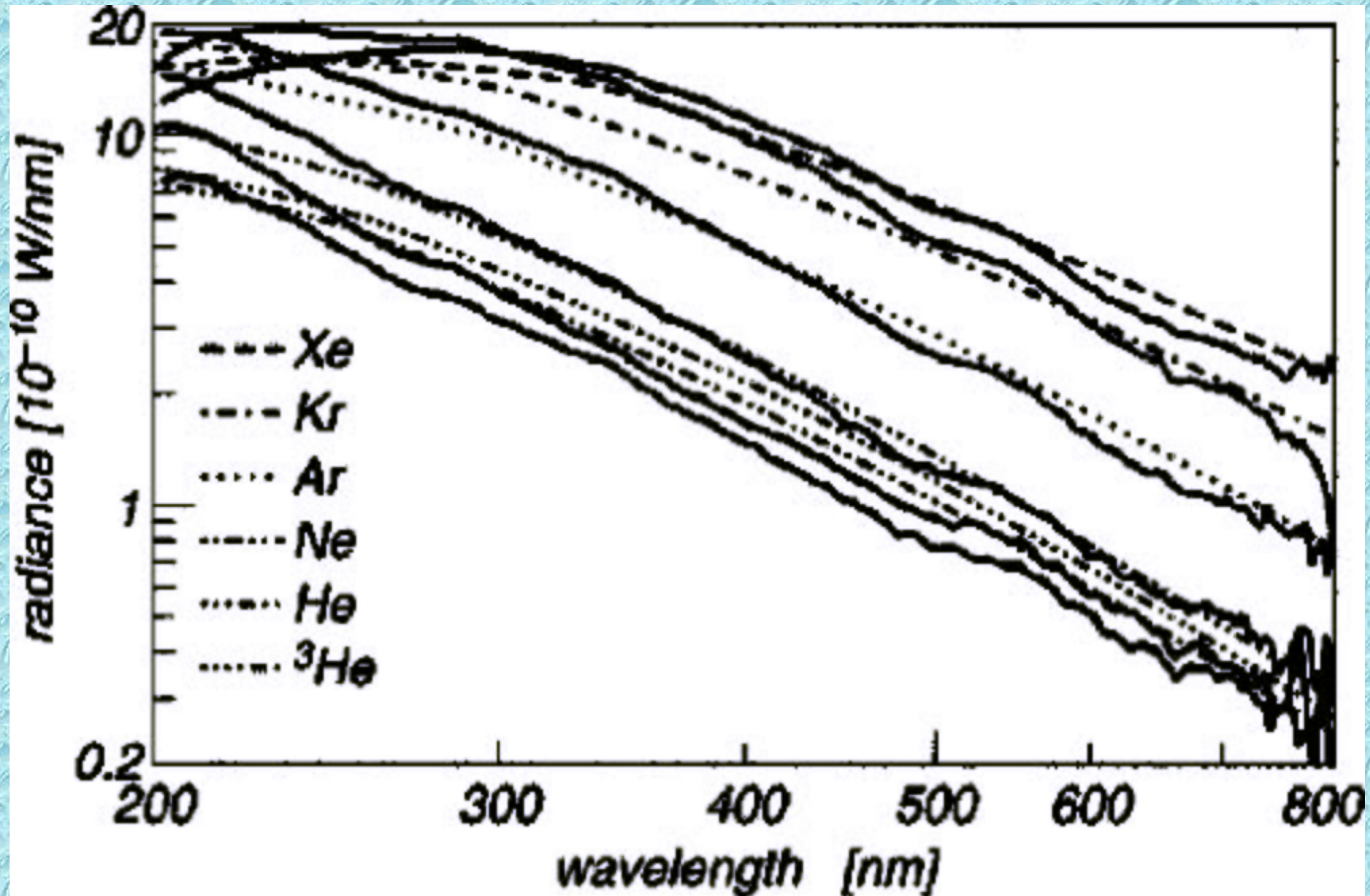
ciało d.cz - promieniowanie powierzchniowe

niepowodzenia teorii c.d.cz. :

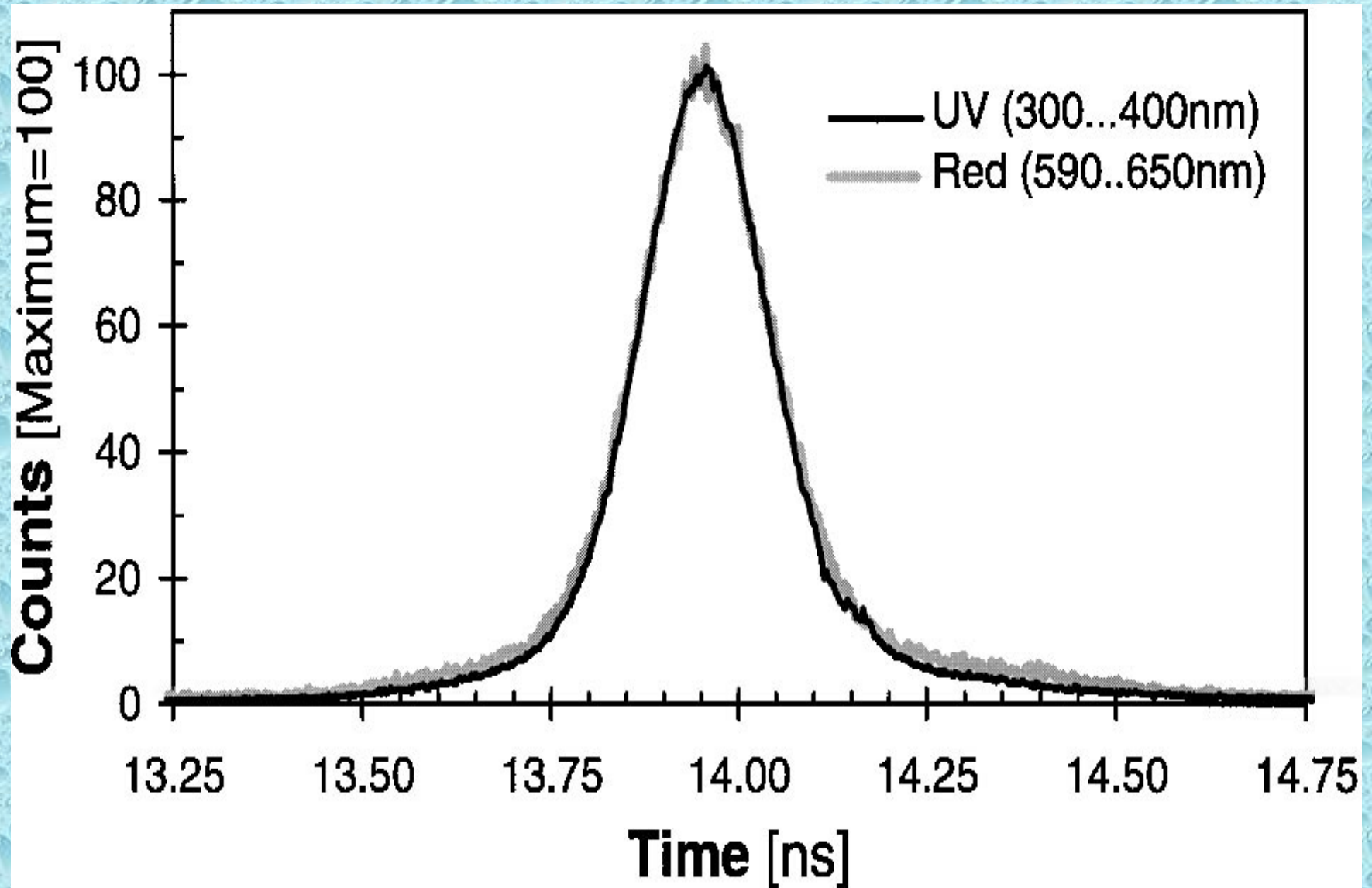
- natężenie impulsu : 100 razy większe od obserwowanego
- czas trwania impulsu : 2 razy większy
- zależność czasu impulsu od długości fali



Hammer & Fromhold (2001)



Gompf et al (1997)



Emisja objętościowa.

co zawodzi w teorii c.d.cz. ?

warunek I - $T(r,t) = \text{const}$ podczas emisji światła ?

SBSL - $T \sim R(t)$: zależność czasowa

rozkład temperatury generowany przez zderzenia cząsteczek

czas zderzeń $\sim fs \rightarrow$ warunek na $T(r,t)$ spełniony

warunek II - c.d.cz. : całkowita absorpcja fal E-M

$$\kappa_{\lambda}^{-1} \ll R$$

κ_{λ} - współczynnik absorpcji fotonów o λ

κ_{λ}^{-1} - droga swobodna fotonów

$$\tau_{\lambda} \equiv 2 \kappa_{\lambda} R$$

τ_{λ} - grubość optyczna

Kamath et all, 1993 : warstwy bliżej ściany absorbują i rozpraszają światło dochodzące ze środka (zmniejszenie natężenia światła)

Wu & Roberts, 1993 : emisja objętościowa

Moss et al, 1994 : bąbel jest przezroczysty dla „własnego” światła
wyniki obliczeń :

- tylko b.mała część w centrum bąbla jest nieprzezroczysta
- czas trwania impulsu \ll obserwowany

natężenie światła emitowanego z objętości :

(Zel'dovich & Raizer, 1966; Siegel & Howell, 1972)

$$I_{\lambda}(s, t) = I_{\lambda}^{Pl} [T(t)] (1 - \exp\{-\kappa_{\lambda} [T(t)] s\})$$

$$0 < s < 2R$$

s - głębokość od środka do elementu

całkowite natężenie światła

(izotropowa emisja)

$$P_{\lambda}(t) d\lambda = 4\pi^2 R^2 I_{\lambda}^{Pl} [T(t)] \left(1 + \frac{\exp(-2\kappa_{\lambda} R)}{\kappa_{\lambda} R} + \frac{\exp(-2\kappa_{\lambda} R) - 1}{2\kappa_{\lambda}^2 R^2} \right) d\lambda$$

zależność od τ_λ

dla $\tau_\lambda \rightarrow \infty$ - c.d.cz

dla $\tau_\lambda \ll 1$ (ciało przezroczyste) :

$$P_\lambda^{thin}(t) d\lambda = \frac{2}{3} \tau_\lambda P_\lambda^{Pl}[T(t)] d\lambda$$

nateżenie \ll nateżenia c.d.cz

zależność κ_λ od temperatury :

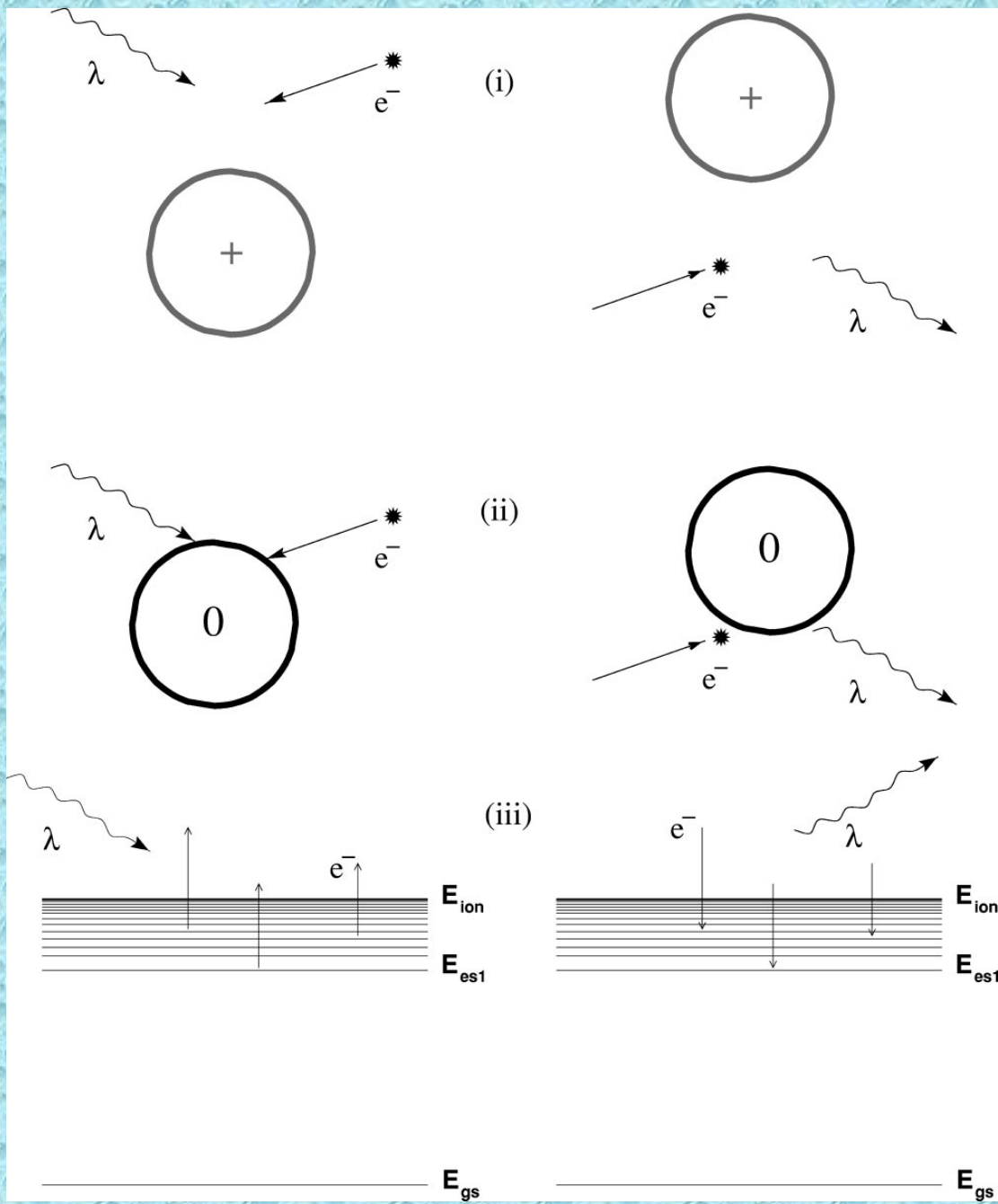
(Hilgenfeld et al, 1999; Hammer & Fromhold, 2001)

emisja światła na drodze jonizacji gazów szlachetnych

procesy zachodzące w temp. ~ 10000 K :

- absorpcja fotonów - przez elektron w pobliżu jonu (inverse bremsstrahlung)
- przez wolne elektrony w pobliżu atomu (inverse neutral bremsstrahlung)
- fotojonizacja

zależność procesów od gęstości elektronów



stopień jonizacji :

(Zel'dovich & Raizer, 1966)

$$\alpha[T] = \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/4} \left(\frac{2u_+}{nu_0} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_{ion}}{2k_B T} \right)$$

m_e - masa elektronu

u_+ , u_0 degeneracje stanów zjonizowanego i podstawowego

Ar w $T = 10^4$ K : $k_B T \ll E_{ion} \rightarrow \alpha \sim 1\%$

prawdopodobieństwo zajścia procesu :

- inverse b. $\sim \alpha^2$ (ale większy przekrój czynny na zderzenie)
- pozostałe $\sim \alpha$

największy wkład w absorpcję ma inverse bremsstrahlung

zależność κ_λ od temperatury dla inverse b. i fotojonizacji :

(Zel'dovich & Raizer, 1966)

$$\kappa_\lambda^{ion}[T] = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{e^6 k_B T n}{(4\pi \epsilon_0)^3 h^4 c^4} \lambda^3 \exp\left(-\frac{E_{ion} - hc / \max\{\lambda, \lambda_2\}}{k_B T}\right)$$

λ_2 - dł. fali dla wzbudzenia stanu 2

zależność κ_λ od temperatury dla neutral inverse b. :

(Zel'dovich & Raizer, 1966)

$$\kappa_\lambda^0[T] = 4 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{(2k_B T)^{3/4} n^{3/2}}{h^{3/2} c^3 m_e^{3/4} \pi^{3/4}} \lambda^2 \left(c_{tr} + \frac{d_{tr}}{3k_B T}\right) \exp\left(-\frac{E_{ion}}{2k_B T}\right)$$

c_{tr} , d_{tr} - współczynniki przekroju poprzecznego rozpraszania elektronu na atomie

całkowity współczynnik absorpcji :

$$\mathbf{K}_\lambda = \mathbf{K}_\lambda^0 + \mathbf{K}_\lambda^{ion}$$

wyniki :

- spadek natężenia światła (10^5 fotonów w impulsie)
- krótki czas trwania impulsu
- czas trwania nie zależy od długości fali
- dobra zgodność z eksperymentem
- widmo porównywalne z obserwowanym
- wzrost czasu trwania impulsu wraz ze wzrostem natężenia światła (wzrost P_a)

Xe w $T \sim 10^4$ K : $k_B T < E_{ion}$ ale $\alpha \sim 10\%$

większe natężenie wynika z większej grubości optycznej

pominięcie :

- obecności pary wodnej w bąblu
- reakcji chemicznych
- świecenia składników (jony, atomy, cząsteczki, itd.) gazu

gdzie model zawodzi ?

eksperyment :

- spadek natężenia światła wraz ze spadkiem masy cząsteczkowej gazu



- natężenie dla Xe 10 razy większe niż dla He

- natężenie większe dla He niż dla Ne

model :

- duża niepewność wyznaczenia temperatury : $R(t) \rightarrow T(t)$

- zanedbywalna emisja światła z He

Moss (1998) : emisja O i H przeważa nad emisją He i Ne

Young et al (2001) : pomiar linii OH w widmie

potwierdzenie emisji O i H oraz obecności pary wodnej wewnątrz bąbla

Linie widmowe w SBSL.

dla czego linie są niewidoczne w widmie SBSL ?

- bardzo silne rozmycie ?
- małe natężenie ?

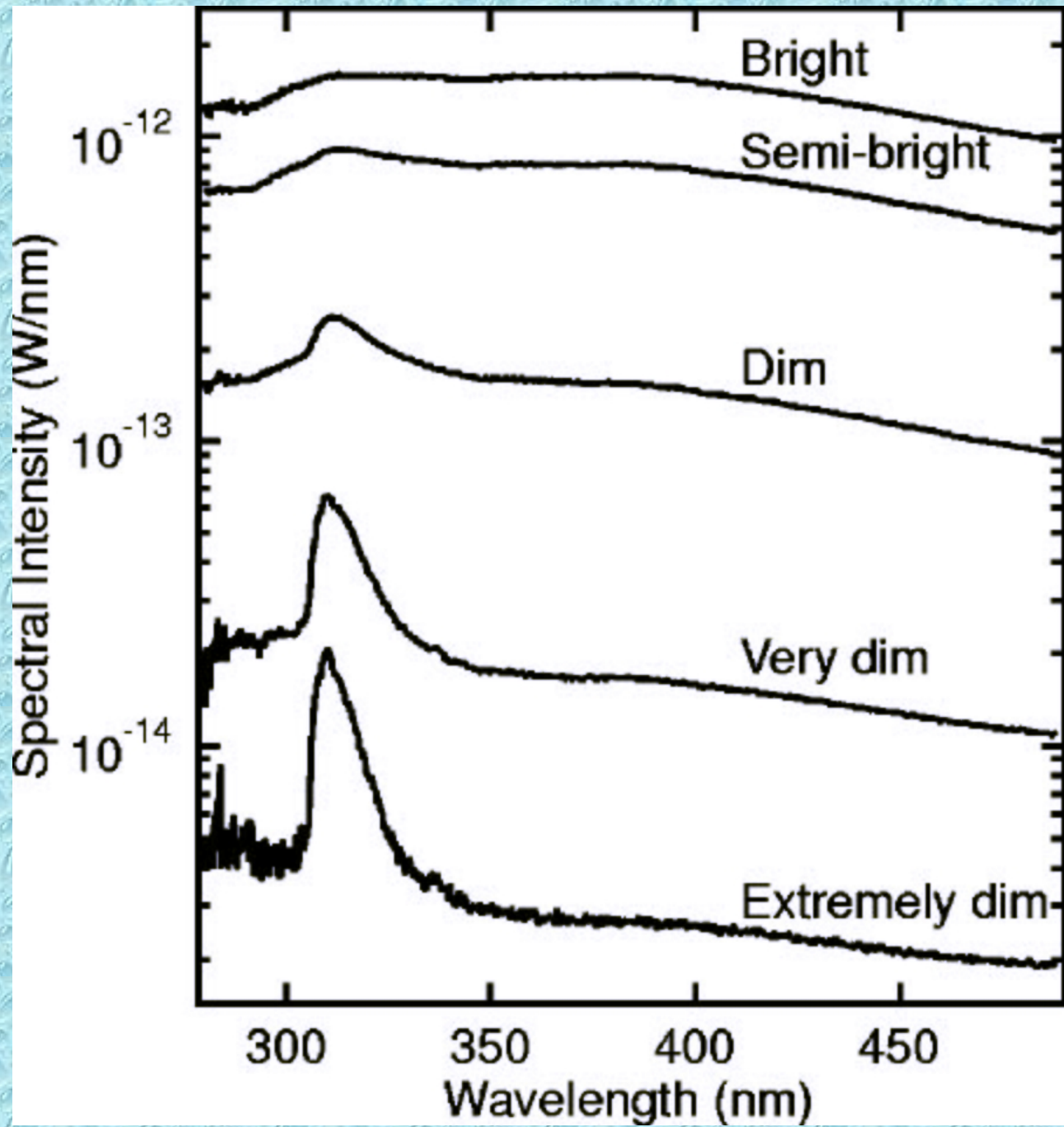
Didenko et al, 2000 (SBSL w adiponitrylu - niskie ciśnienie par)

Young et al, 2001 (linie widmowe w gazach szlachetnych)

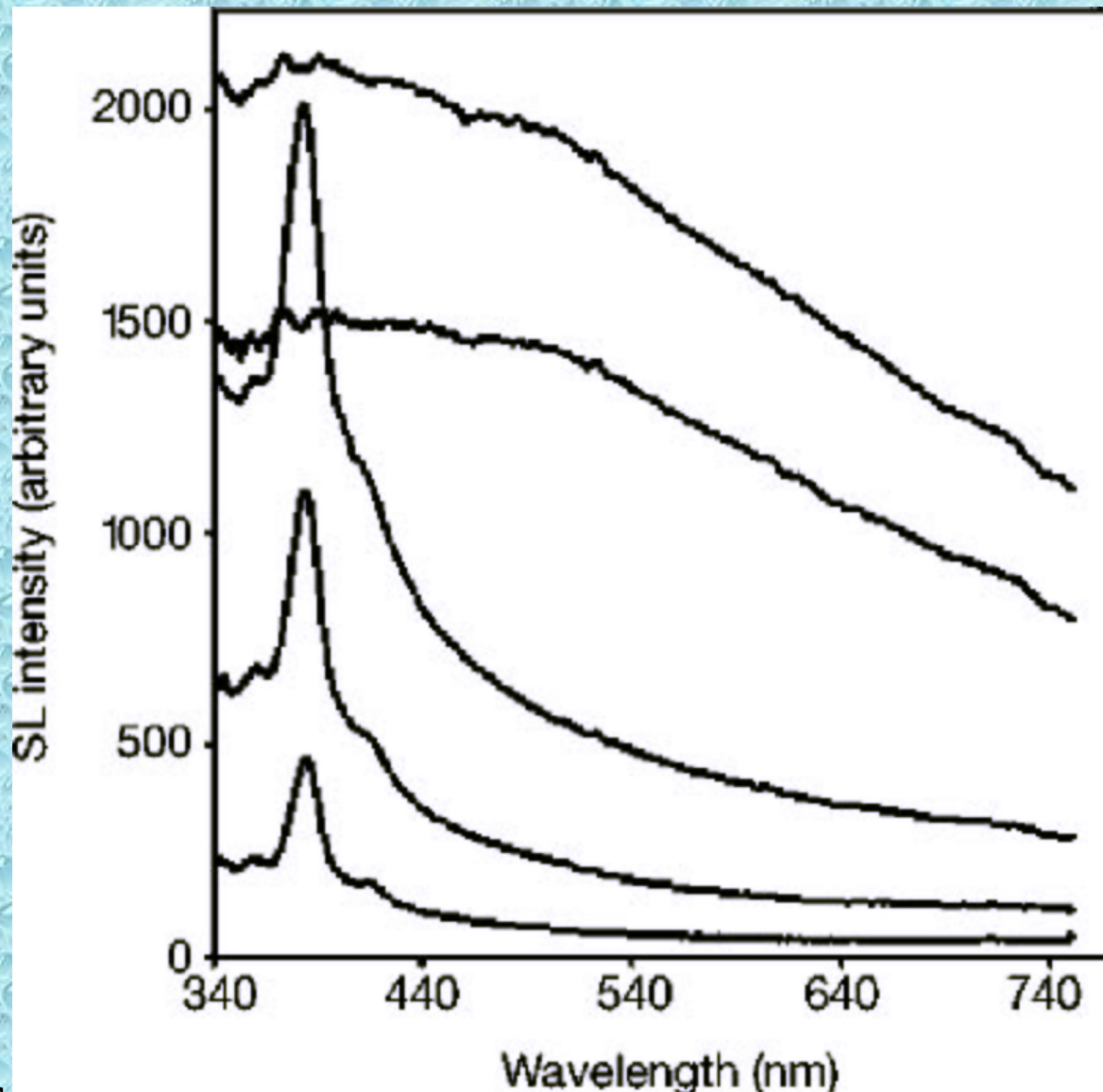
obecność linii widmowych dla :

- niestabilnego SBSL (bąbel „tańczy” dookoła antidotum fali)
- małego ciśnienia P_a (na granicy SBSL)

małe P_a - niska temperatura - procesy bremsstrahlung zbyt słabe, dominuje emisja molekularna



Young et all (2001)



SBSL bubbles in adiponitrile. The driving pressure amplitude increases from bottom to top, between 1.7 bars and 1.9 bars. The spectral line at 400 nm corresponds to an excitation of CN. From *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2000 (1993)