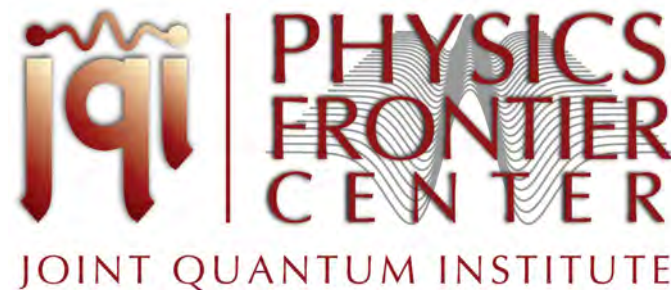


Electrodinámica Cuántica en Guías de Onda

Seminario Tec de Monterrey

17 de Enero de 2023

jqj.umd.edu



Trabajo apoyado en parte por: National Science Foundation of the USA, the Joint Quantum Institute, The Joint Quantum Institute, The University of Shanxi, China, CoNICYT Chile, y U. de Concepción

Colaboración:

Dianqian Su, Yanting Zhao, Shanxi University,
Taiyuan, China.

Pablo Solano, Universidad de Concepción,
Concepción, Chile.

Silvia Cárdenas, Ana Asenjo, Columbia University,
New York, USA.

Luis Orozco, University of Maryland, College
Park, MD, USA

Un átomo interactuando con
la luz en el espacio libre.

Sección transversal dipolar (mismo resultado para un dipolo clásico o de un átomo de dos niveles):

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda_0^2}{2\pi}$$

Esta es la "sombra" causada por un dipolo en un haz de luz.

Energía debida a la interacción entre un dipolo y un campo eléctrico.

$$H = \vec{d} \cdot \vec{E}$$

d es del orden de a_0 (radio de Bohr) e (carga del electron) entre el estado base S y el primer estado excitado P en átomos alcalinos. (La línea D₂)

$$\vec{d} = e \left\langle 5S_{1/2} \left| \vec{r} \right| 5P_{3/2} \right\rangle$$

Tasa de decaimiento (La regla de oro de Fermi)

$$\gamma_{rad} \approx \frac{2\pi}{\hbar} \rho(k) \langle H_{int} \rangle^2$$

Densidad del espacio de fase



Interacción



Tasa de decaimiento (La regla de oro de Fermi)

$$\gamma_0 = \frac{\omega_0^3 d^2}{\pi \epsilon_0 \hbar c^3}$$

Donde d es el momento dipolar

Ley de Beer-Lambert para la atenuación de la intensidad

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I \quad \text{si } \alpha \text{ es resonante e independiente de } I, \text{ entonces } \alpha = \alpha_0 \text{ (no se satura)}$$

$$I = I_0 \exp(-\alpha_0 l)$$

donde $\alpha_0 = \sigma_0 \rho$

y $\rho = N / V$ la densidad de átomos (absorbers) en una longitud l

Electrodinámica Cuántica de Cavidades (Cavity QED)

QED de cavidad óptica

Electrodinámica cuántica para peatones. No hay necesidad de renormalización. Uno o un número finito de modos de la cavidad.

ÁTOMOS + CAVIDAD

Régimen no perturbativo: acoplamiento \gg disipación
Desdoblamiento de Rabi del vacío.

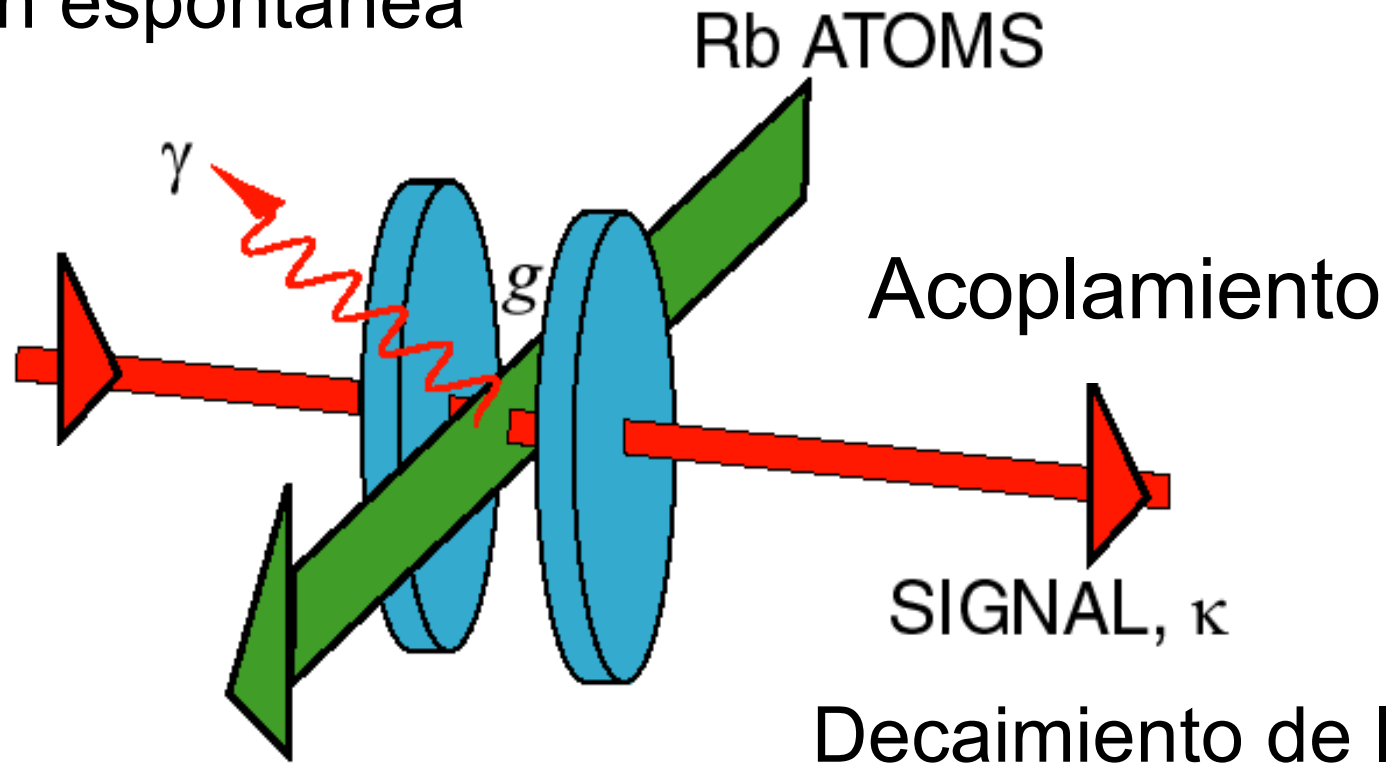
Acoplamiento dipolar entre el átomo y el modo de la cavidad:

$$g = \frac{d \cdot E_v}{\hbar}$$

El campo eléctrico asociado a un fotón en promedio en la cavidad con volumen: V_{eff} es:

$$E_v = \sqrt{\frac{\hbar \omega}{2 \varepsilon_0 V_{\text{eff}}}}$$

Emisión espontánea



Cooperatividad
para un átomo: C_1

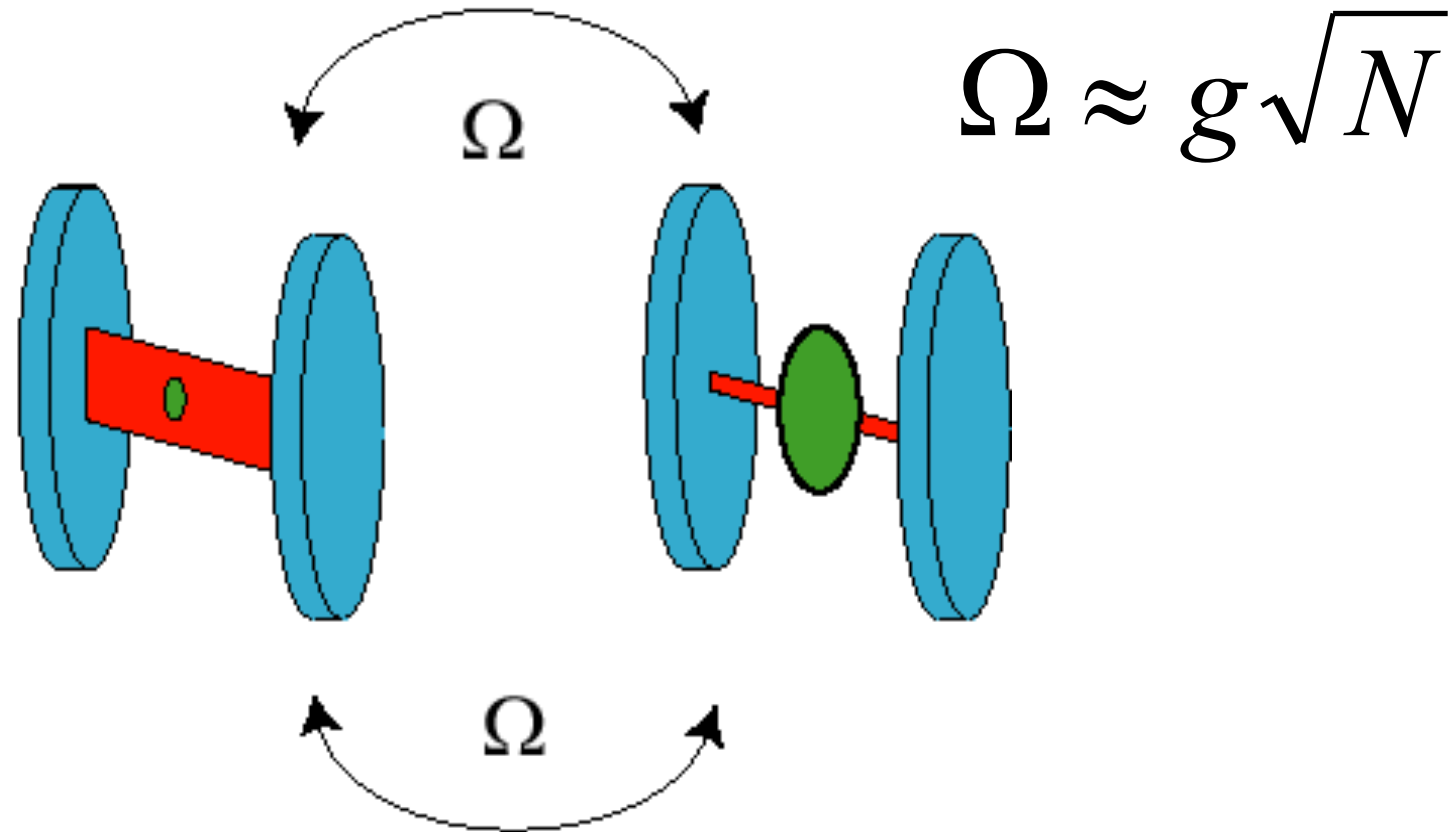
$$C_1 = \frac{g^2}{\kappa\gamma} \quad C = C_1 N$$

Cooperatividad
para N átomos: C

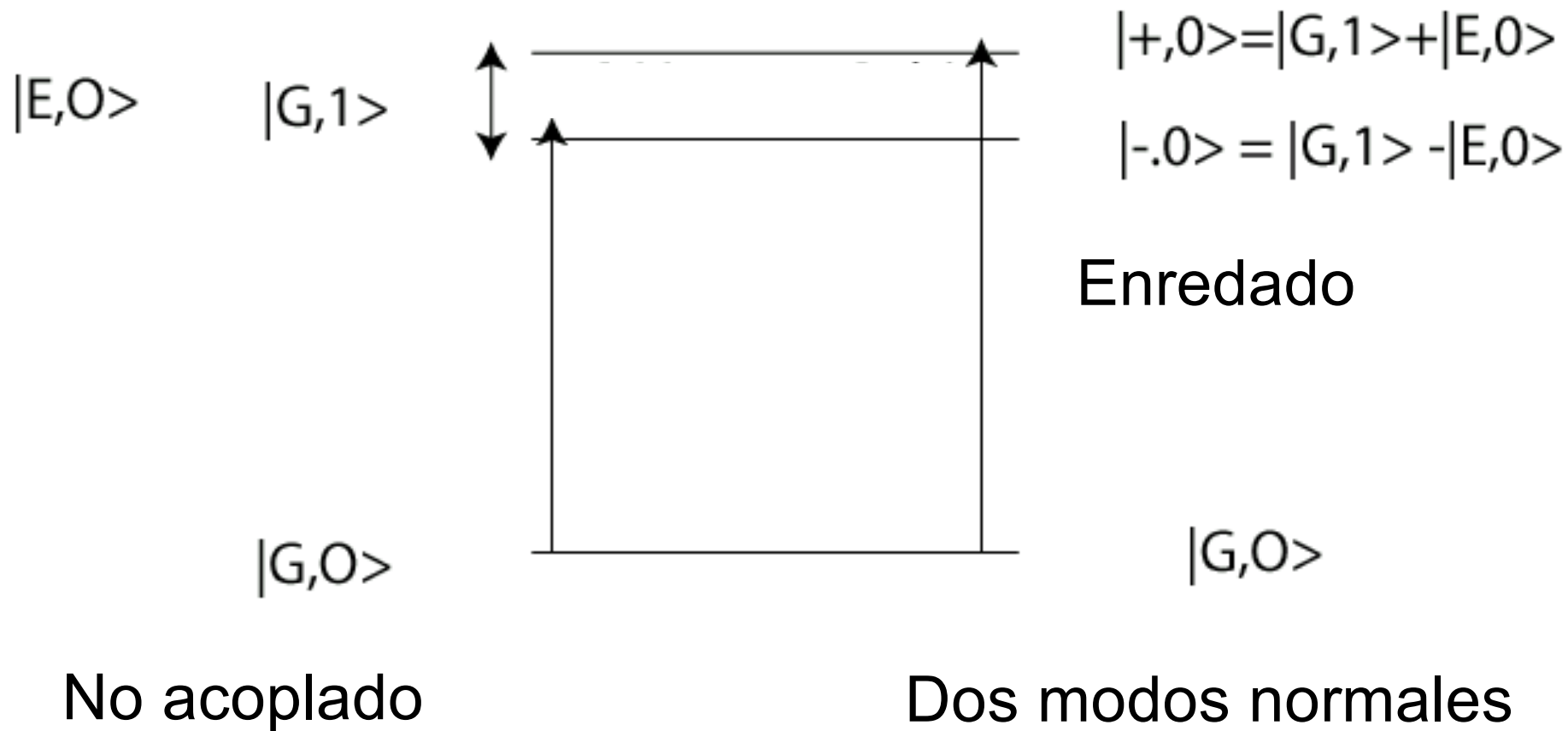
Dinámica de Jaynes Cummings

Oscilaciones de Rabi

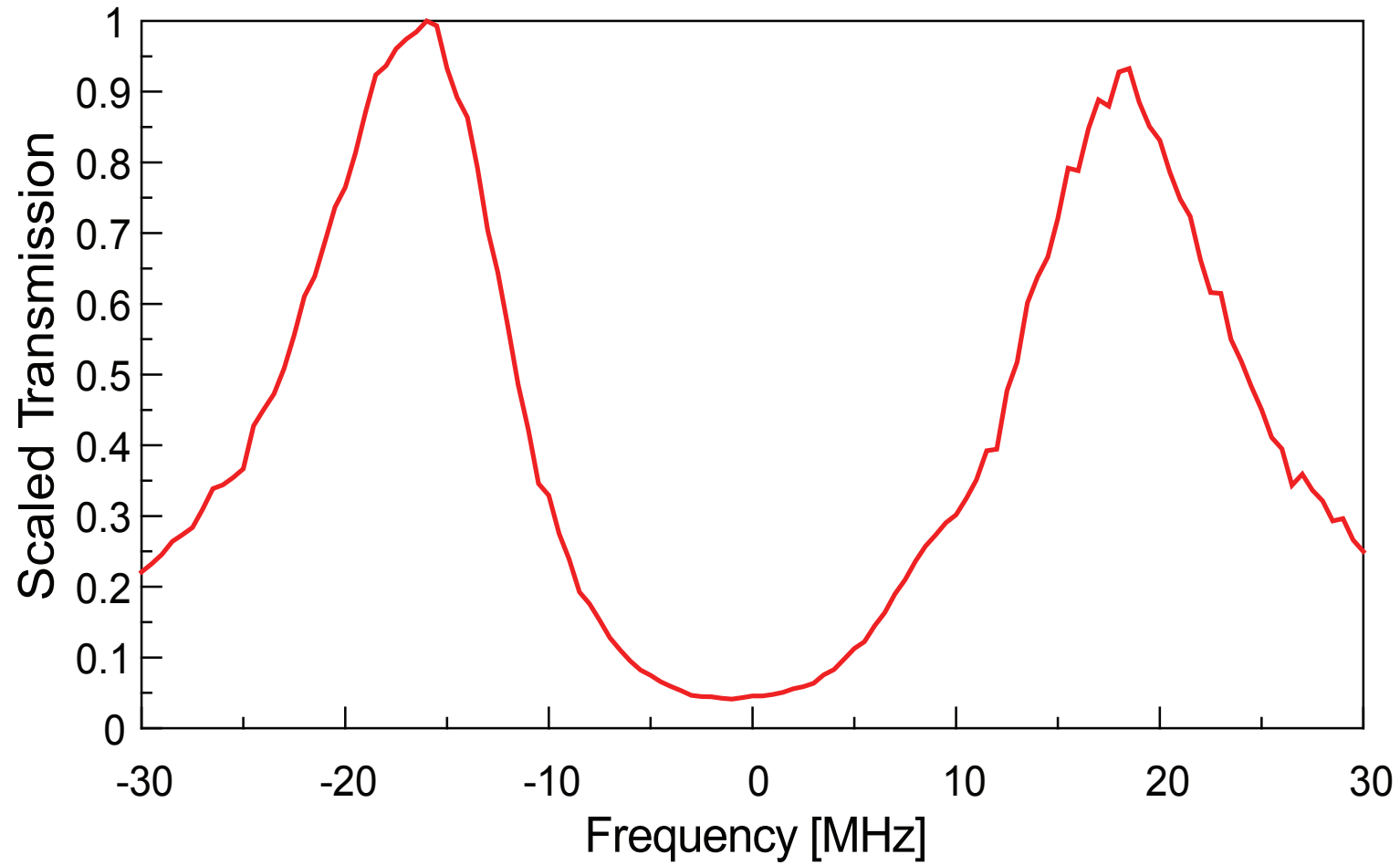
Intercambio de excitación para N átomos:



2g Desdoblamiento de Rabi del Vacío



Doblete de transmisión diferente de la resonancia Fabry Perot

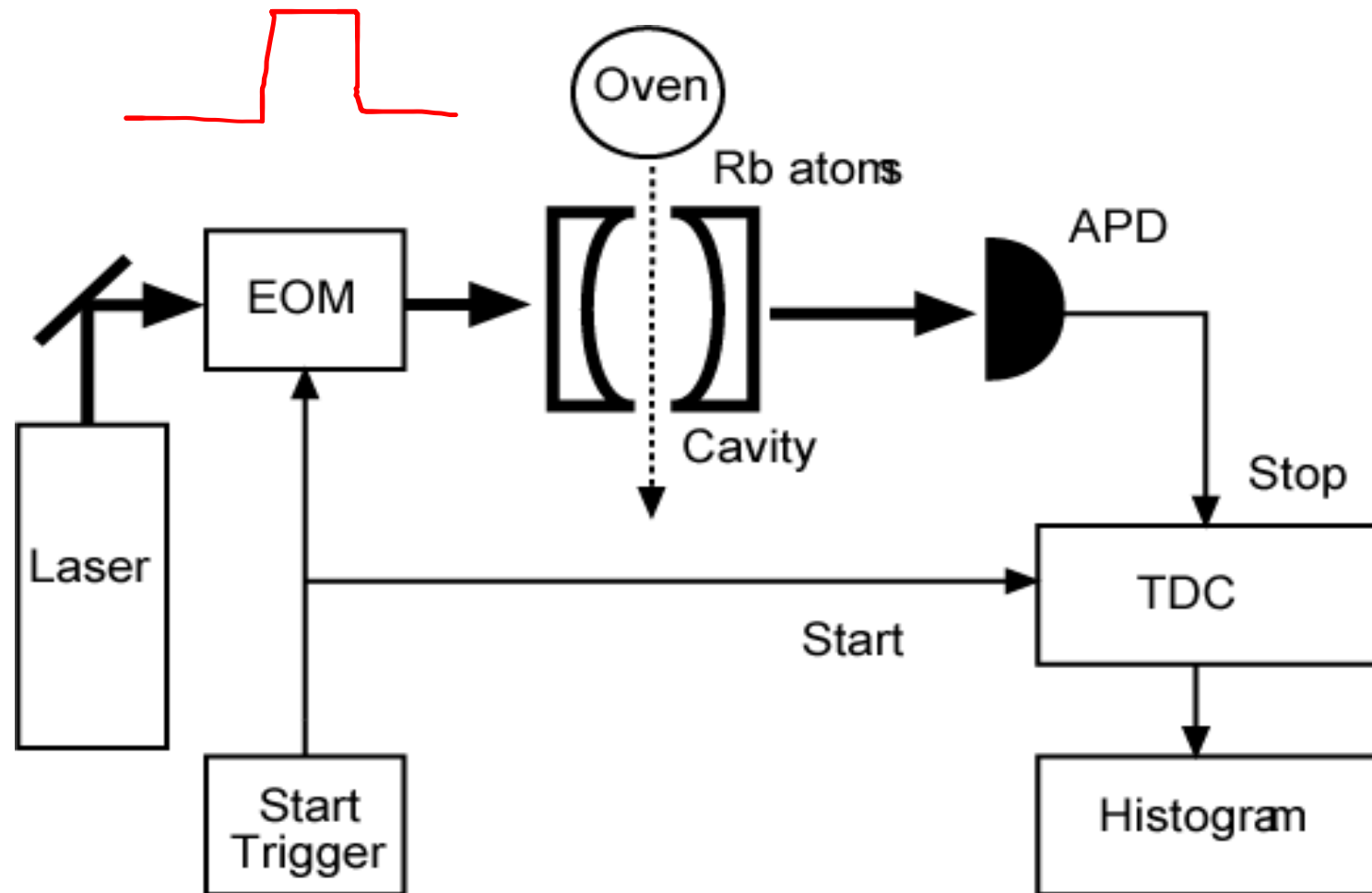


Modelo de electrodinámica cuántica de cavidades a baja excitación con N átomos acoplados g :
un modo del campo electromagnético con amplitud x
polarización de los átomos P , decaimientos cavidad κ ,
átomos γ ; Campo de excitación (forzamiento) $E(t)$
Dos osciladores armónicos acoplados:

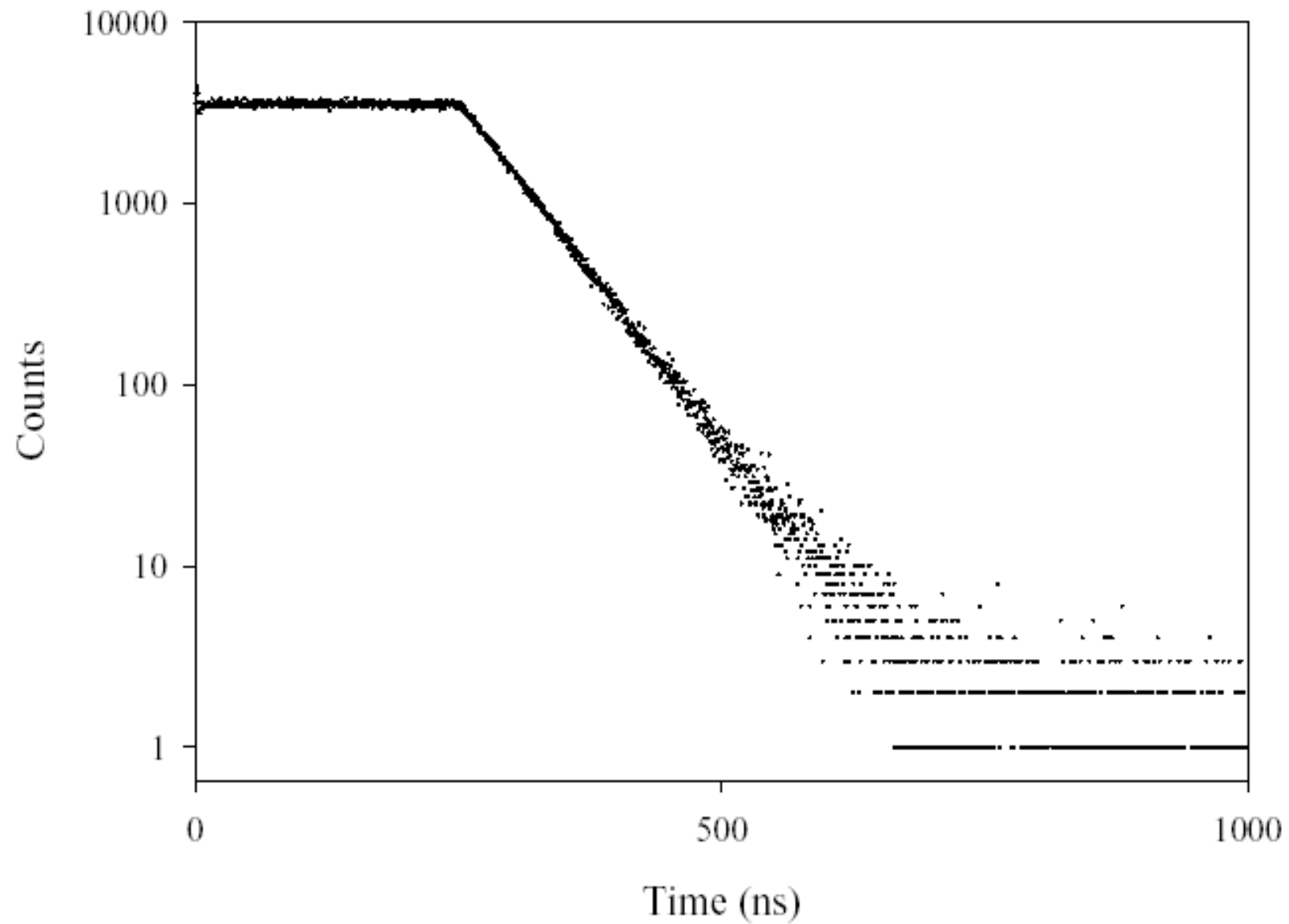
$$\frac{dx}{dt} = -\kappa x + g\sqrt{N}p + E(t)$$

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{\gamma}{2}P - g\sqrt{N}x$$

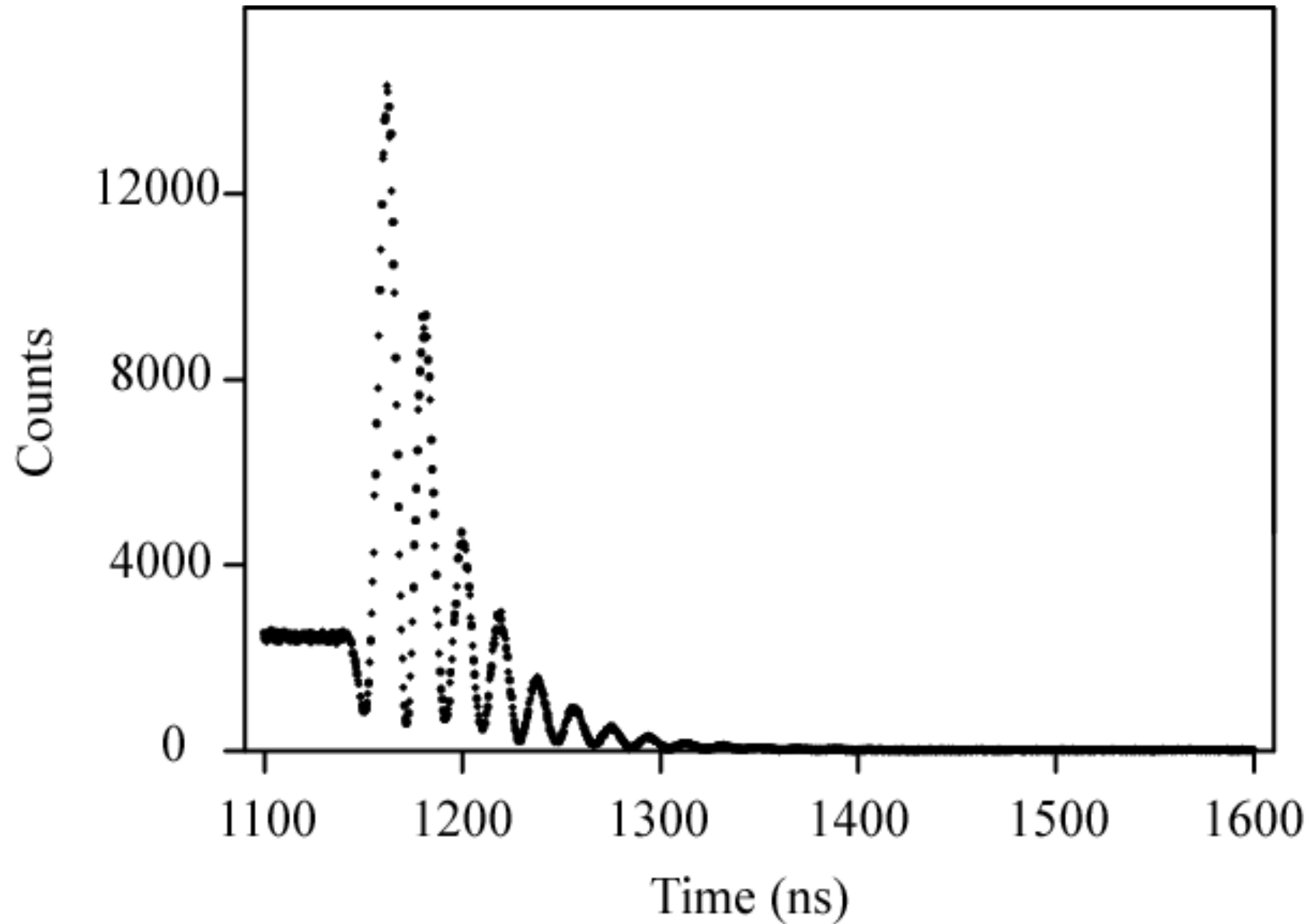
Estudio de la respuesta del sistema a una función escalón.



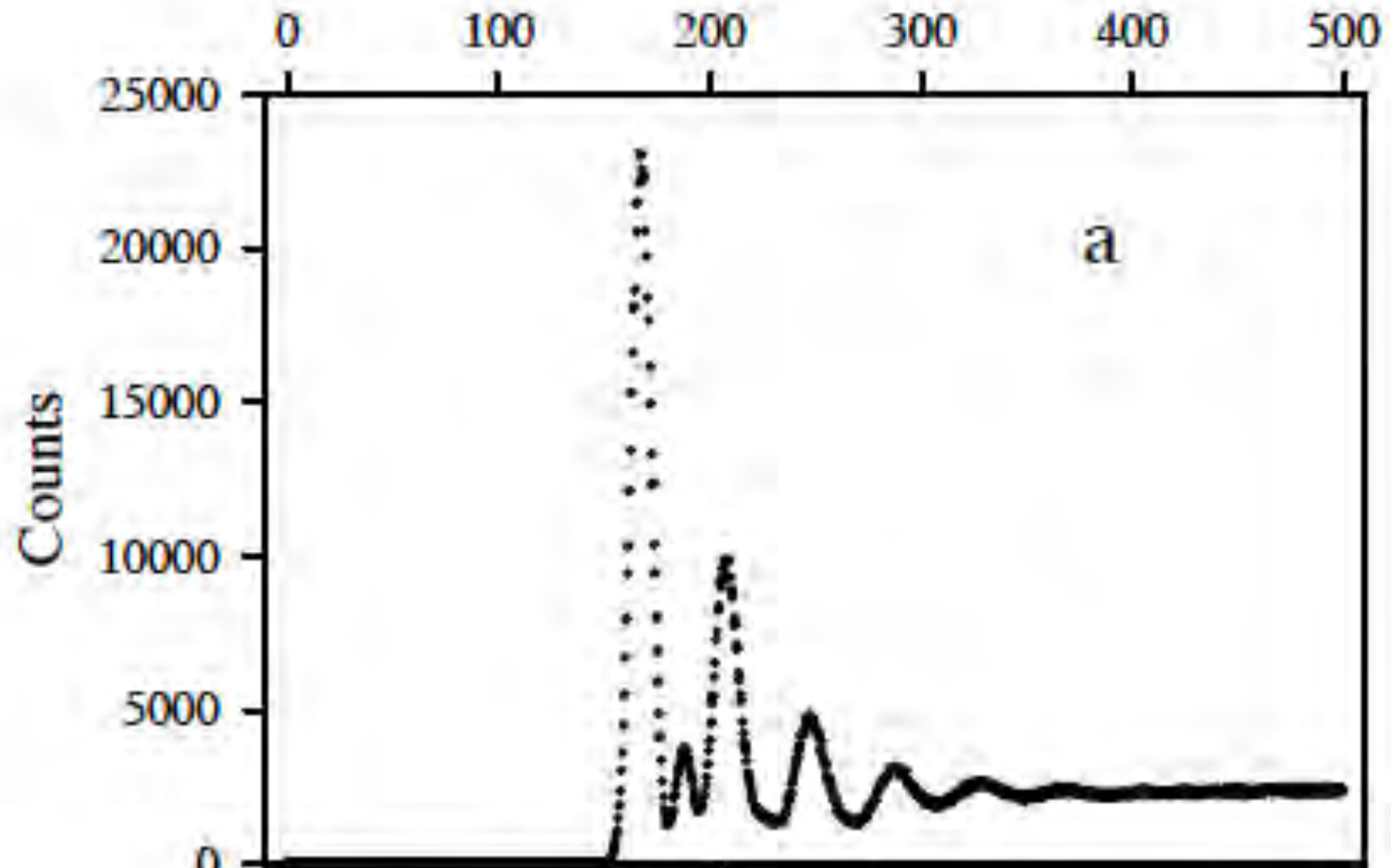
Decaimiento de la cavidad vacía

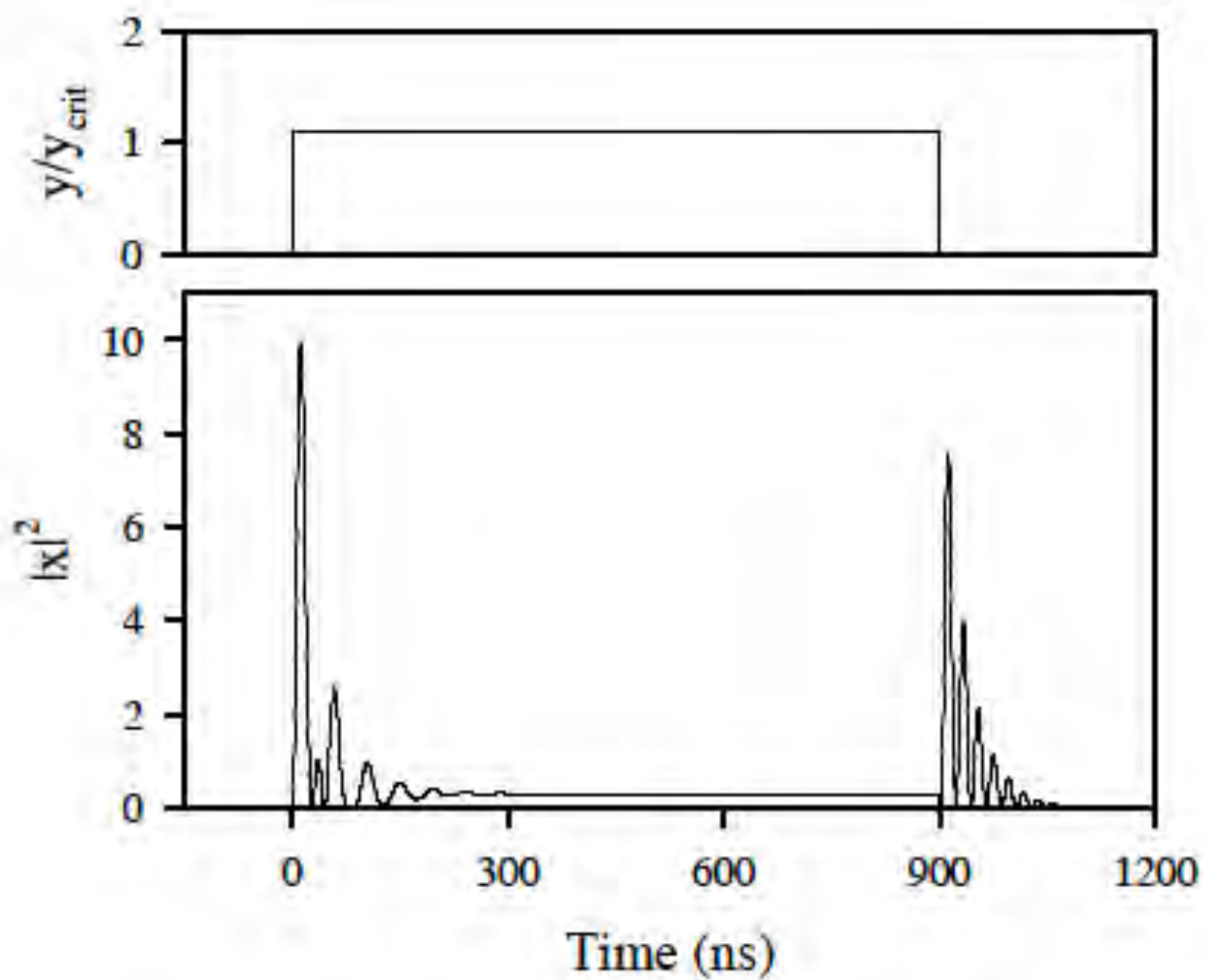


Respuesta al apagar la excitación



Respuesta al prender la excitación





Pulso muy rápido encendido y apagado

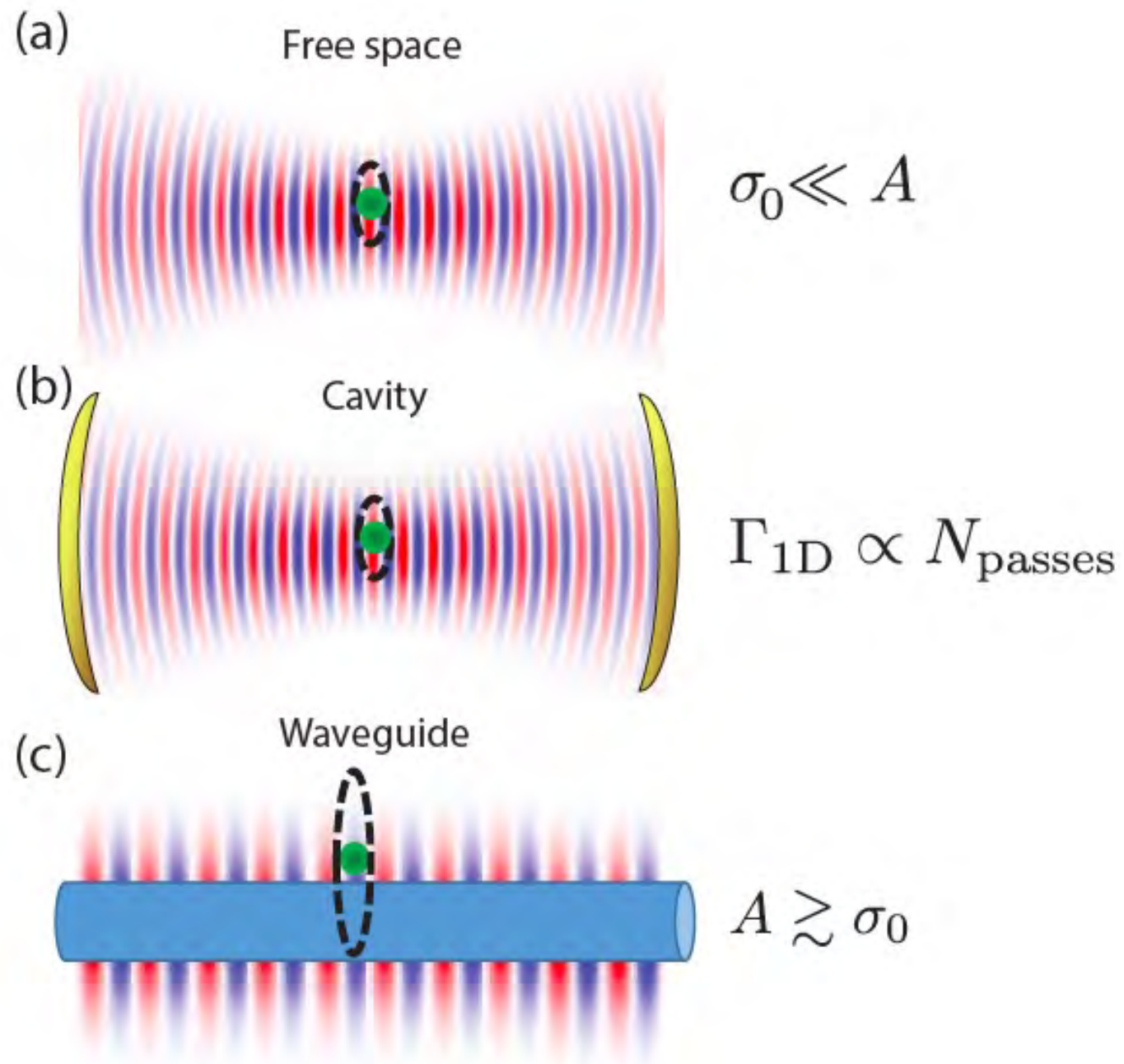
Respuesta de los osciladores acoplados

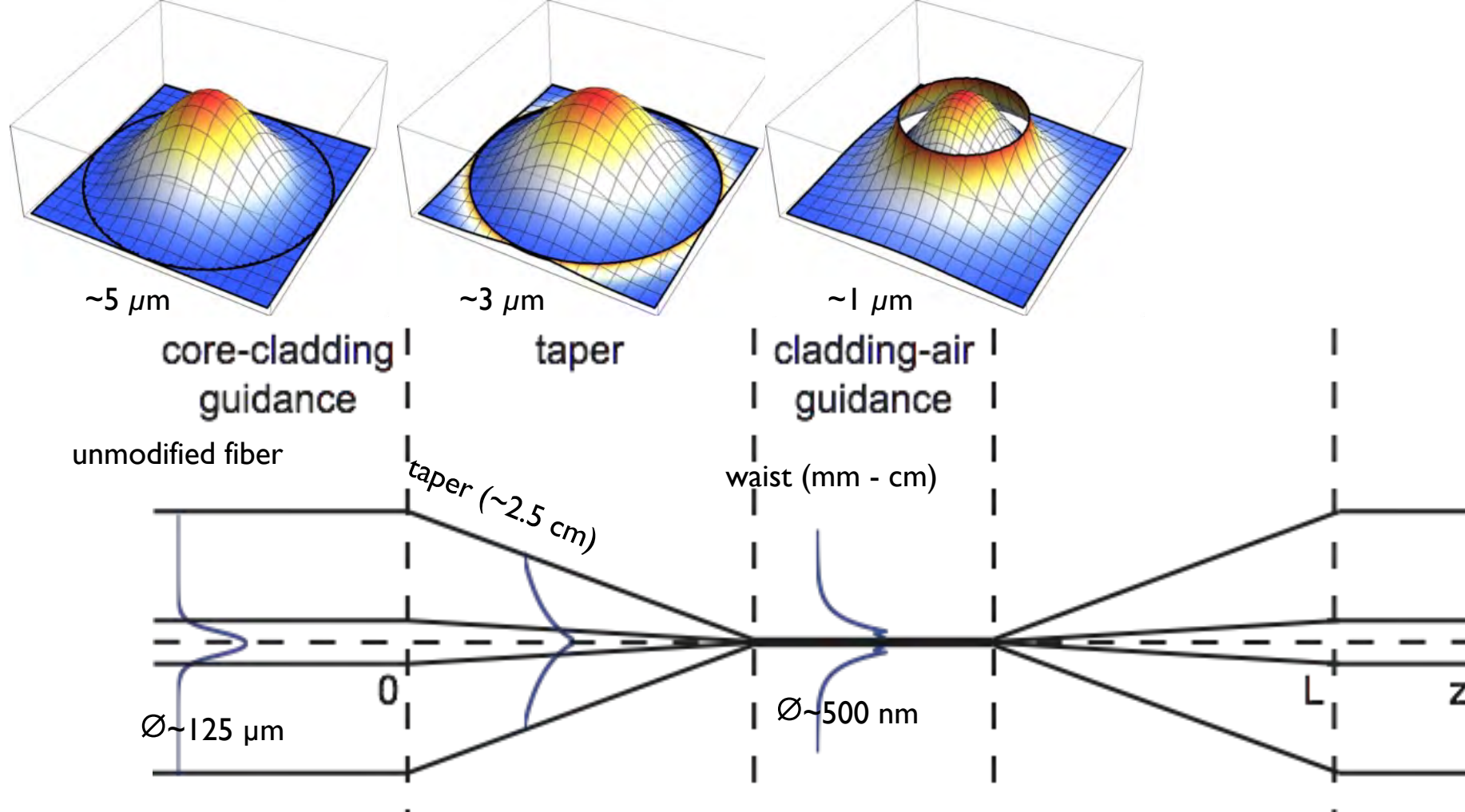
Tiempo finito para que la polarización atómica responda (emitir fuera de fase e interferir con el pulso de excitación)

Los átomos siguen emitiendo (vida media) y mandan la luz a la cavidad, la reabsorven.

Solo escapa la luz de la cavidad por el canal que estamos observando.

lectrodinámica cuántica de cavidades a la de guías de onda



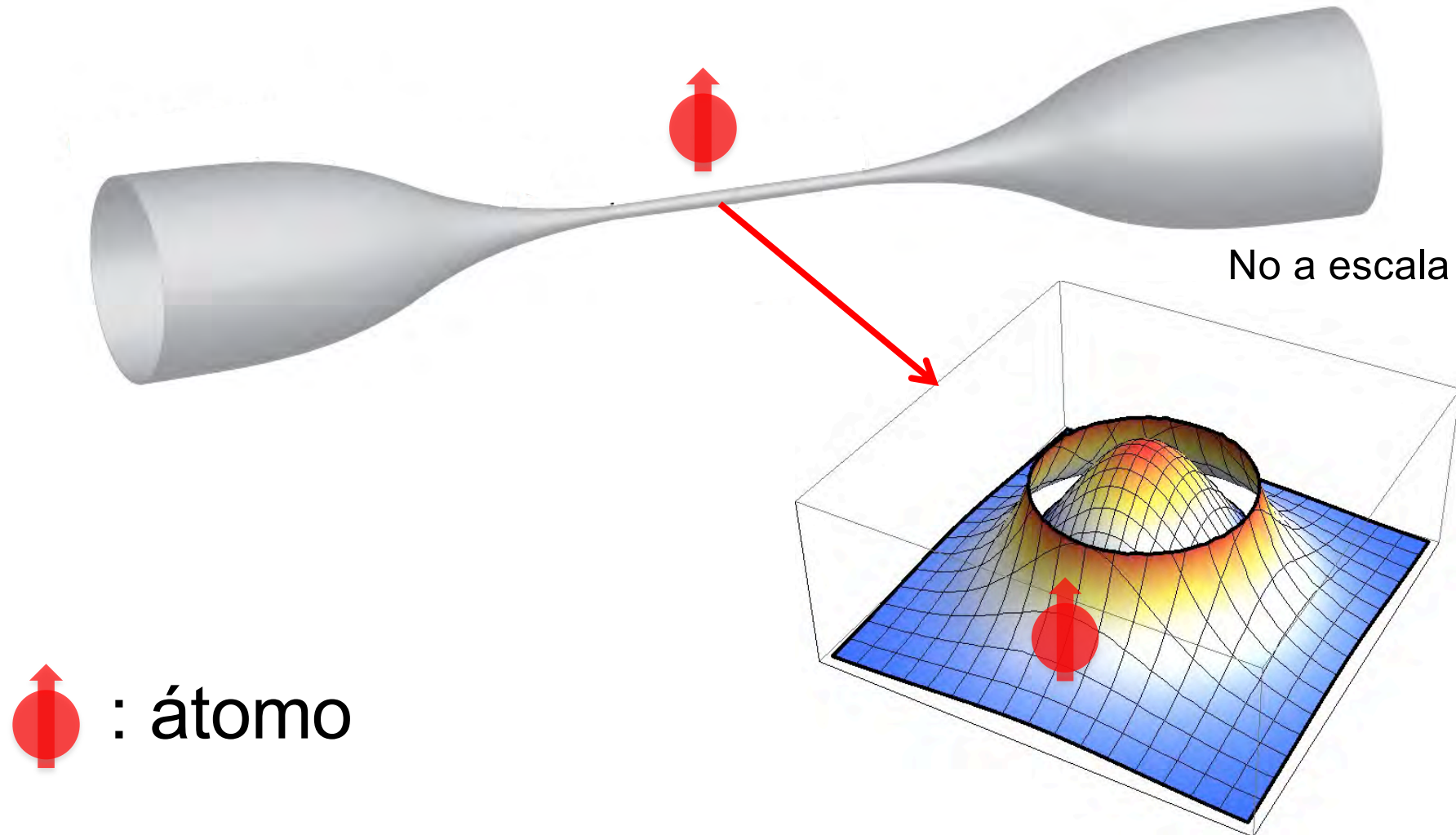


Campo evanescente en la nanofibra.

La onda decae en una longitud de $\lambda/2\pi$.

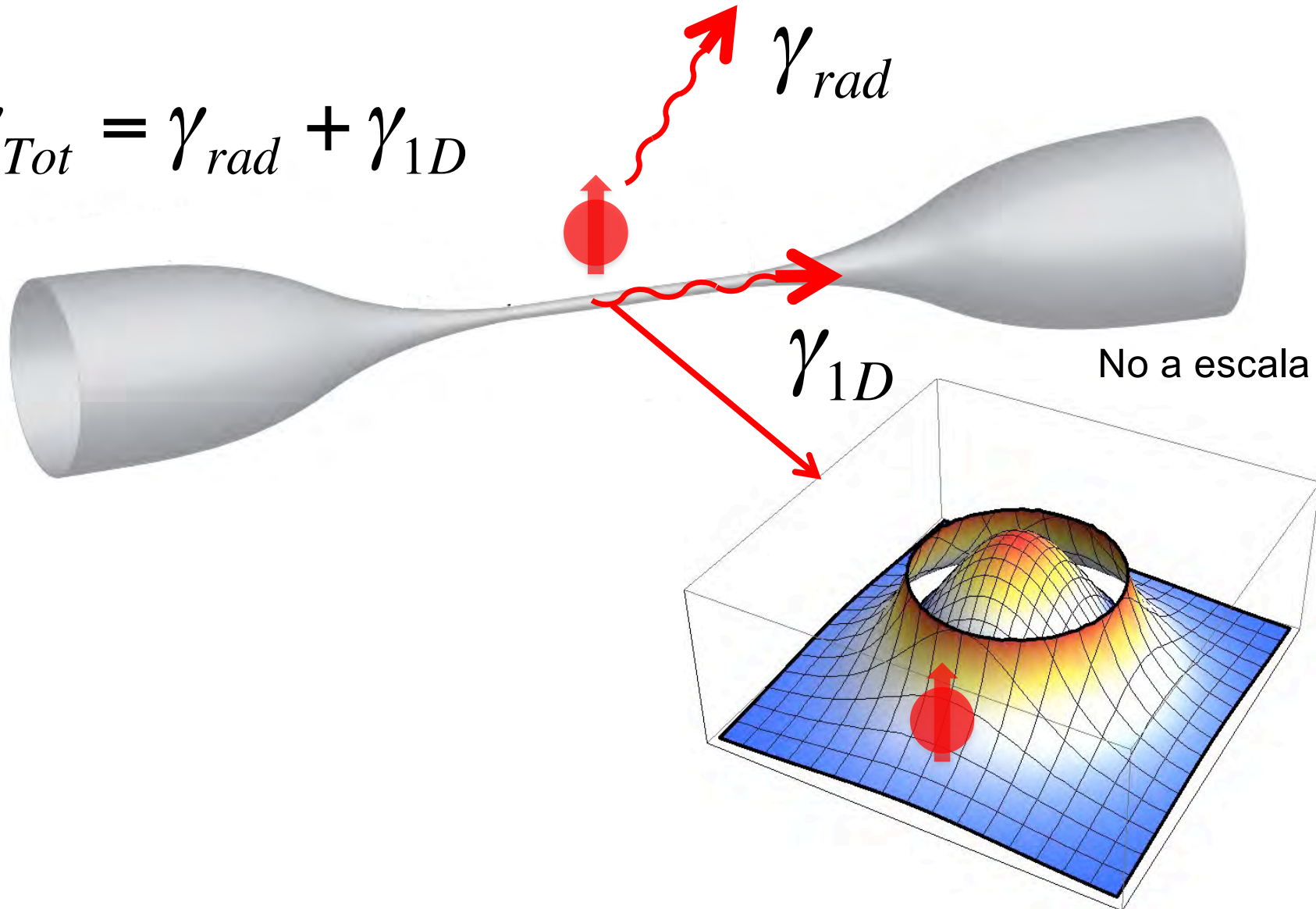
La nanofibra guía el modo y no hay radiación ni difracción.

Acoplamiento evanescente



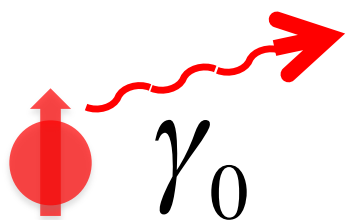
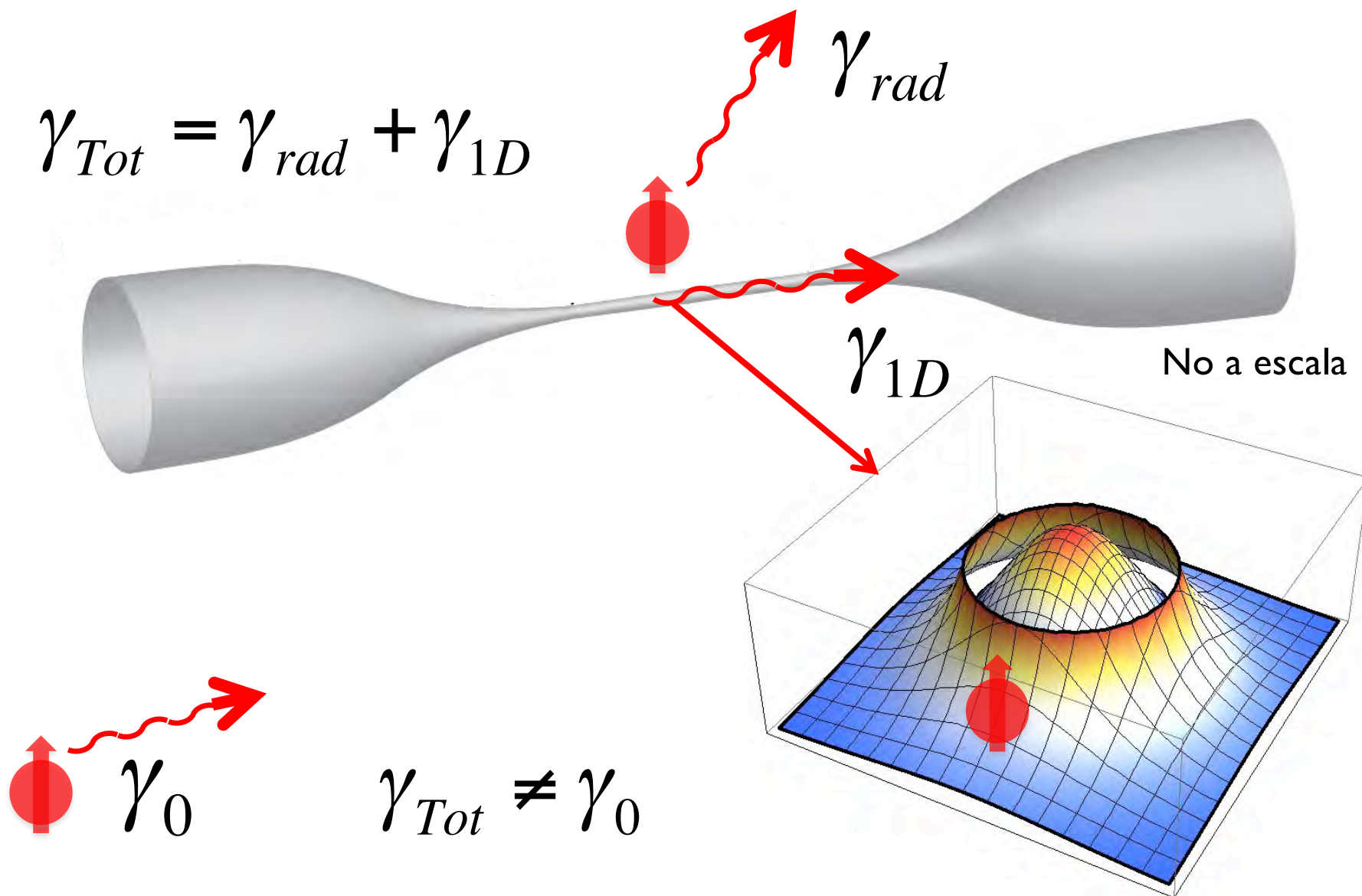
Acoplamiento evanescente

$$\gamma_{Tot} = \gamma_{rad} + \gamma_{1D}$$



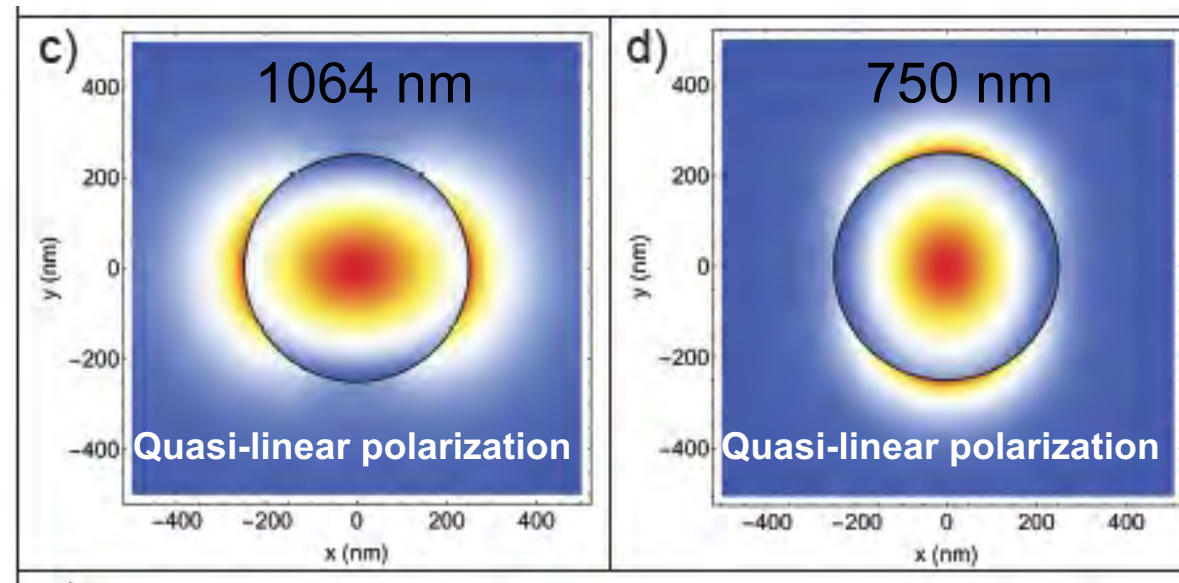
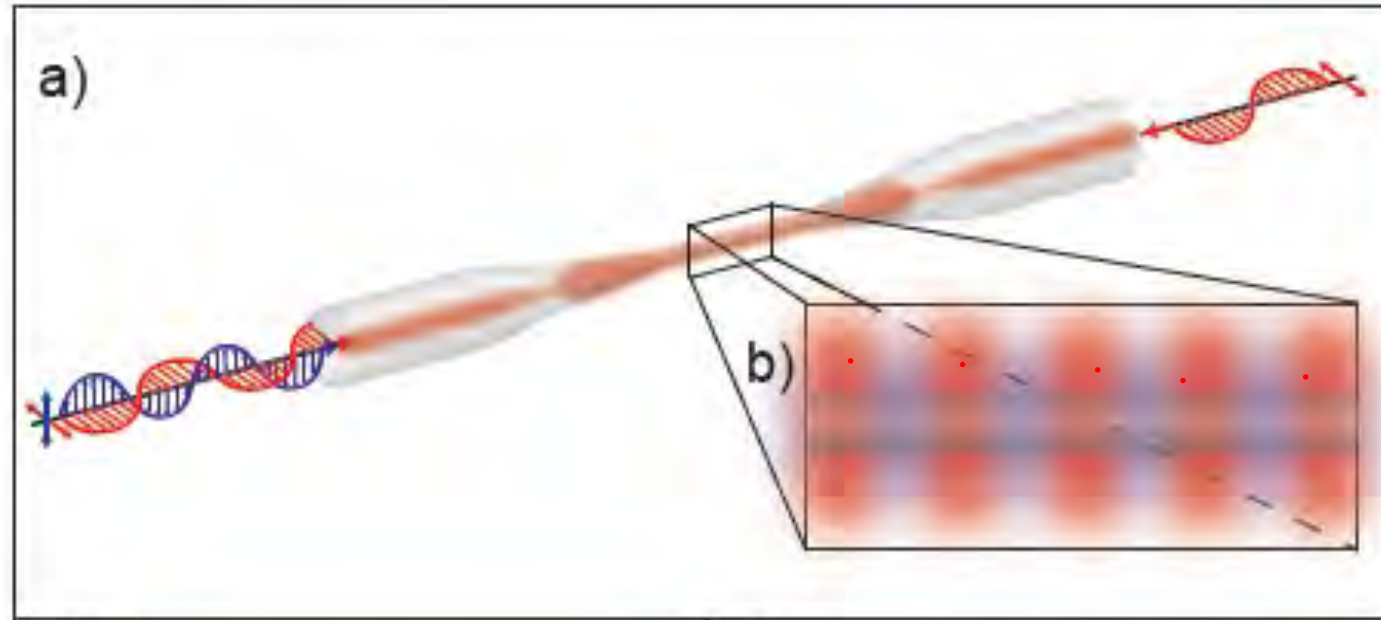
Acoplamiento evanescente

$$\gamma_{Tot} = \gamma_{rad} + \gamma_{1D}$$

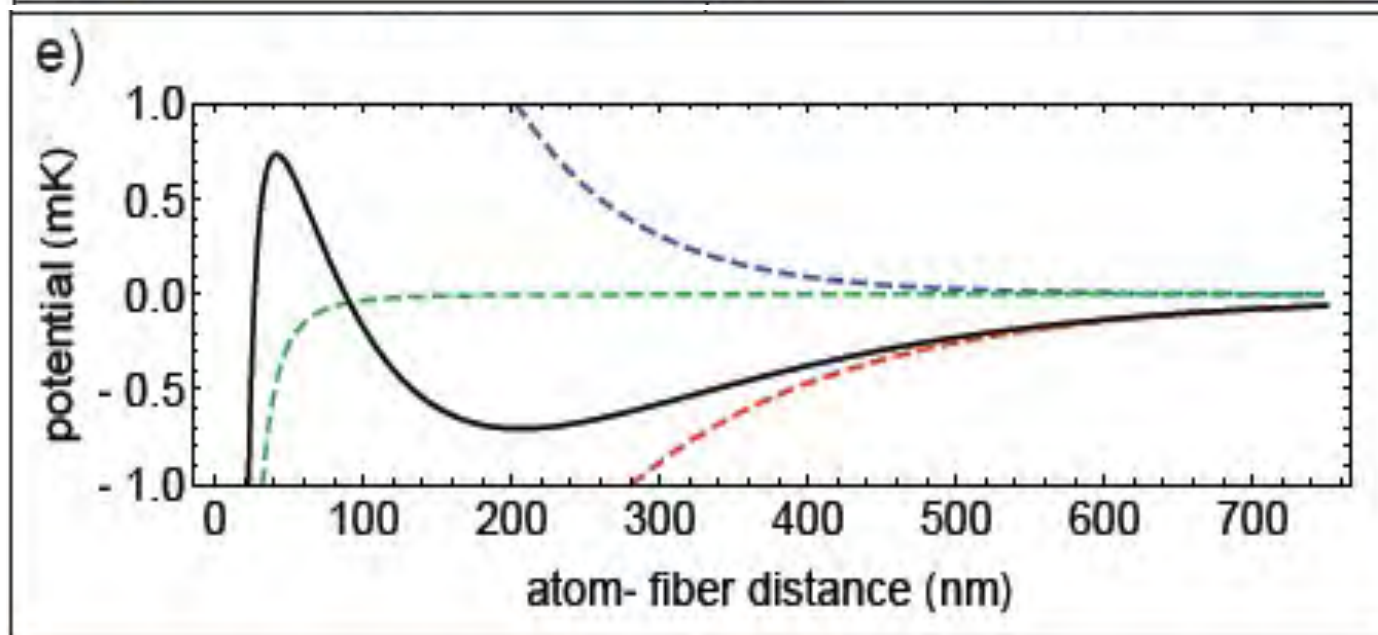
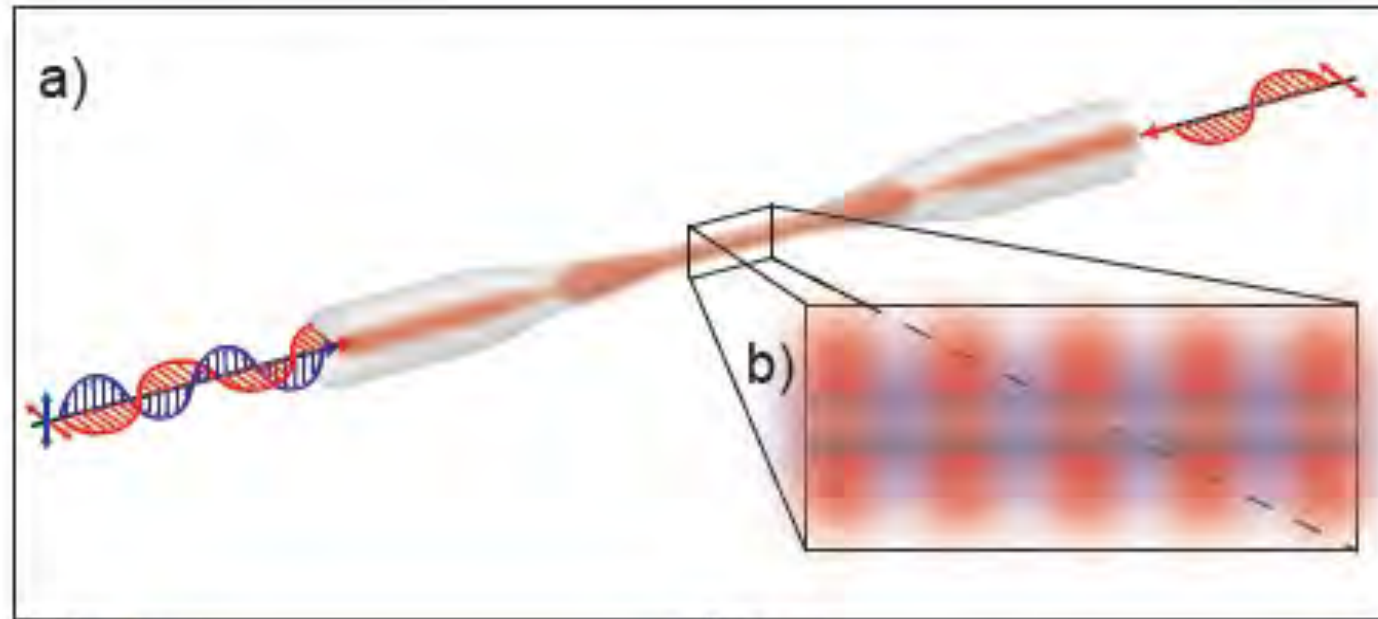


$$\gamma_{Tot} \neq \gamma_0$$

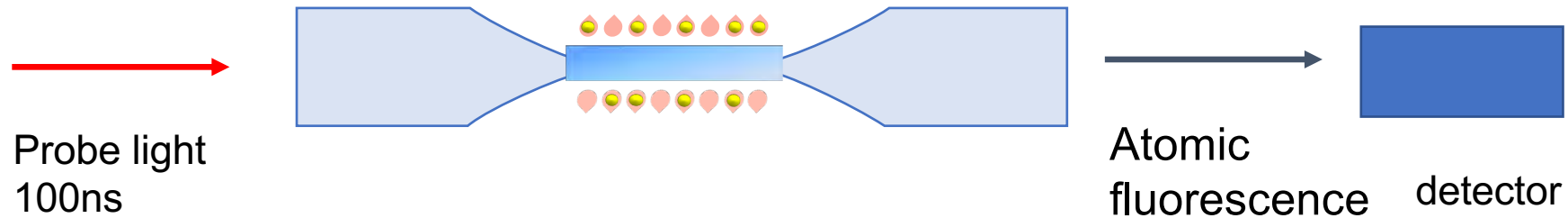
Esquema de atrapamiento



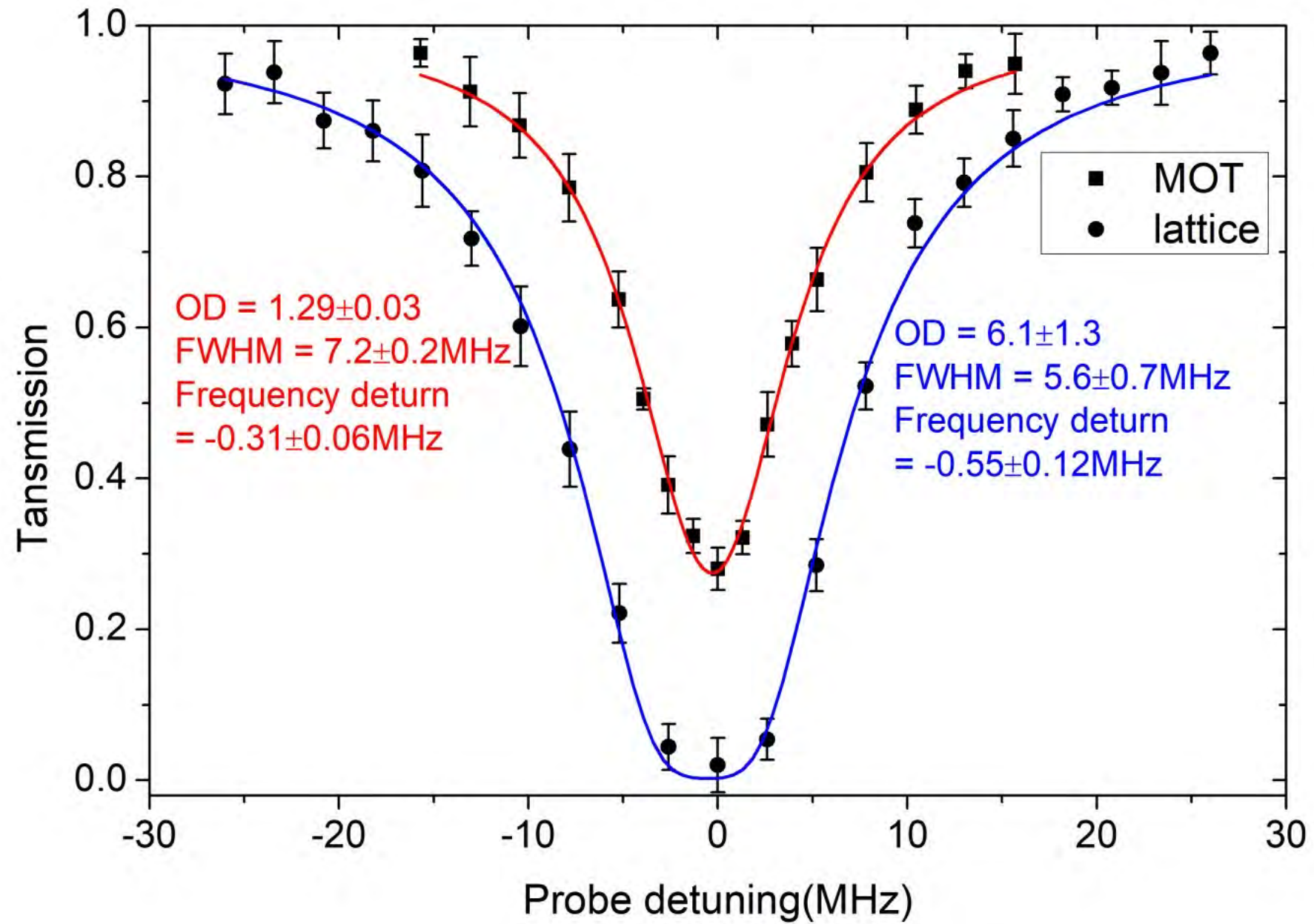
Esquema de atrapamiento

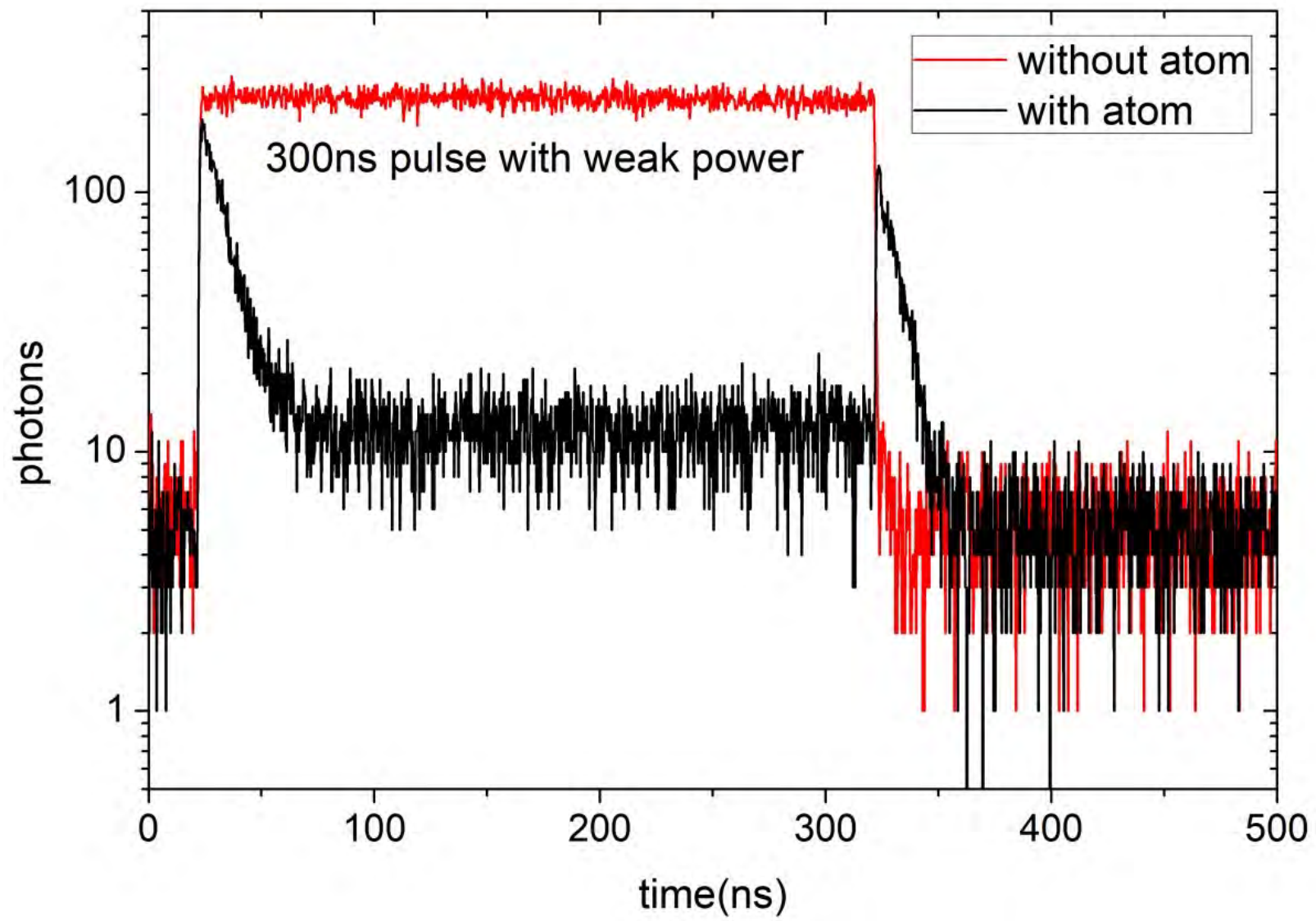
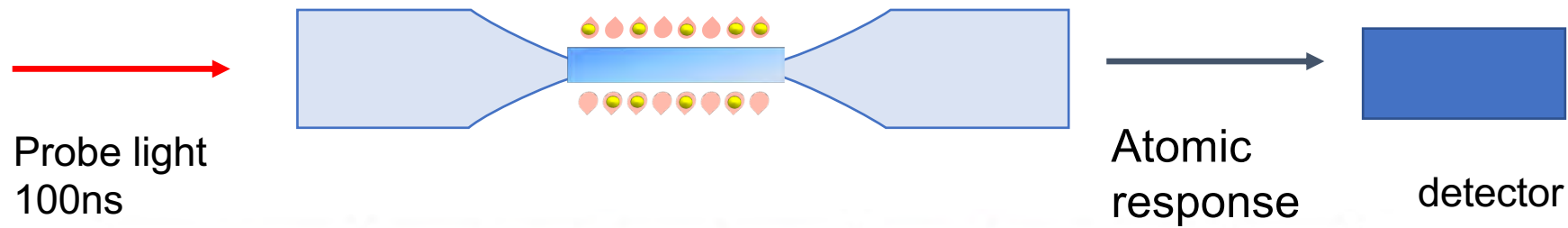


vida atómica en dirección transmitida

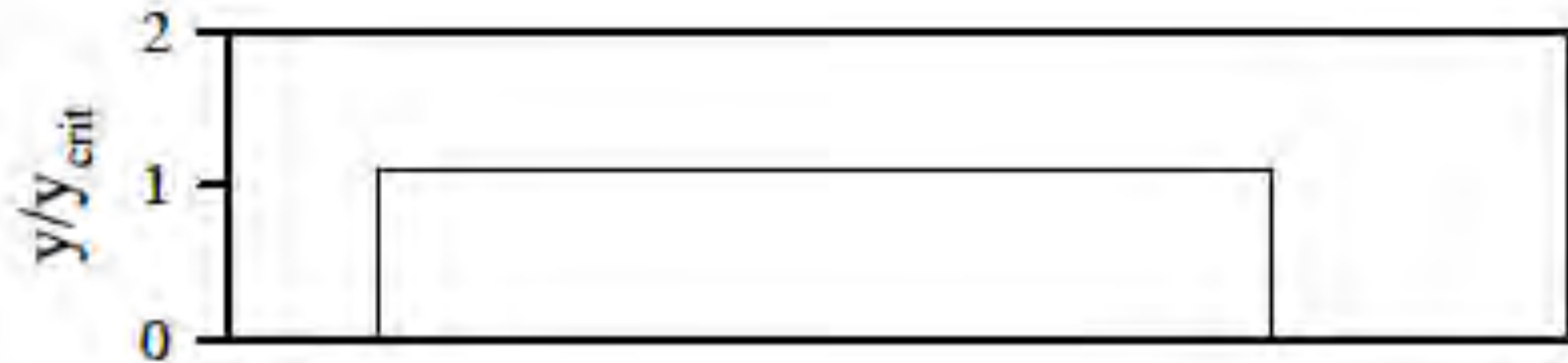


Atrapamos los átomos de cesio usando láseres de longitud de onda mágica ($\sim 686\text{nm}$ con potencia cada haz 5mW , 935nm con potencia cada haz de $0.35\text{mW} * 2$). El pulso de sonda de 100 a 300 ns es producido por una MOE y extinguido por otra MOE en el puerto de salida. La potencia de la sonda es de aproximadamente 1 pW.

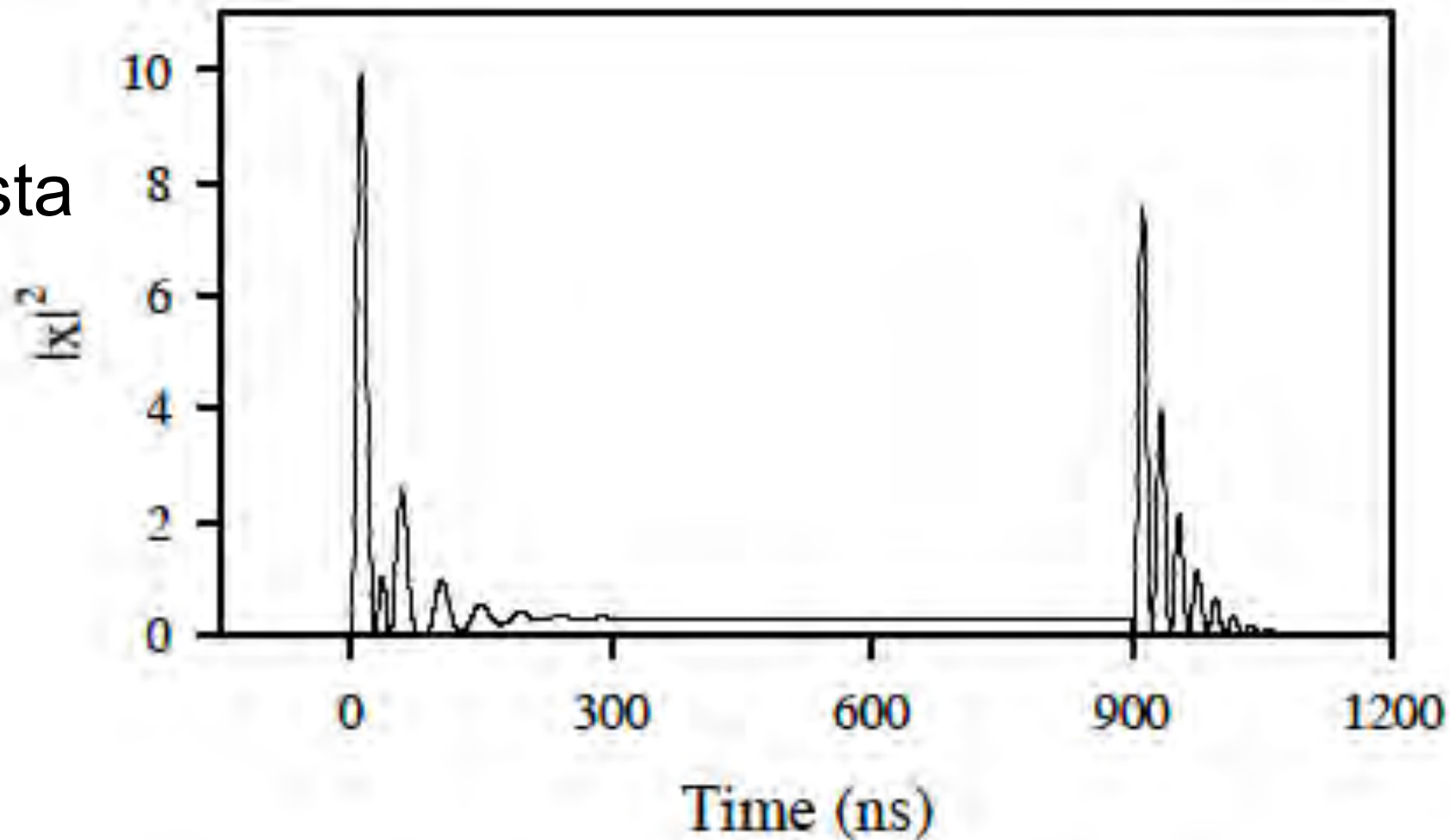




Pulso



Respuesta



Dos
osciladores
acoplados

Pulso muy rápido encendido y apagado

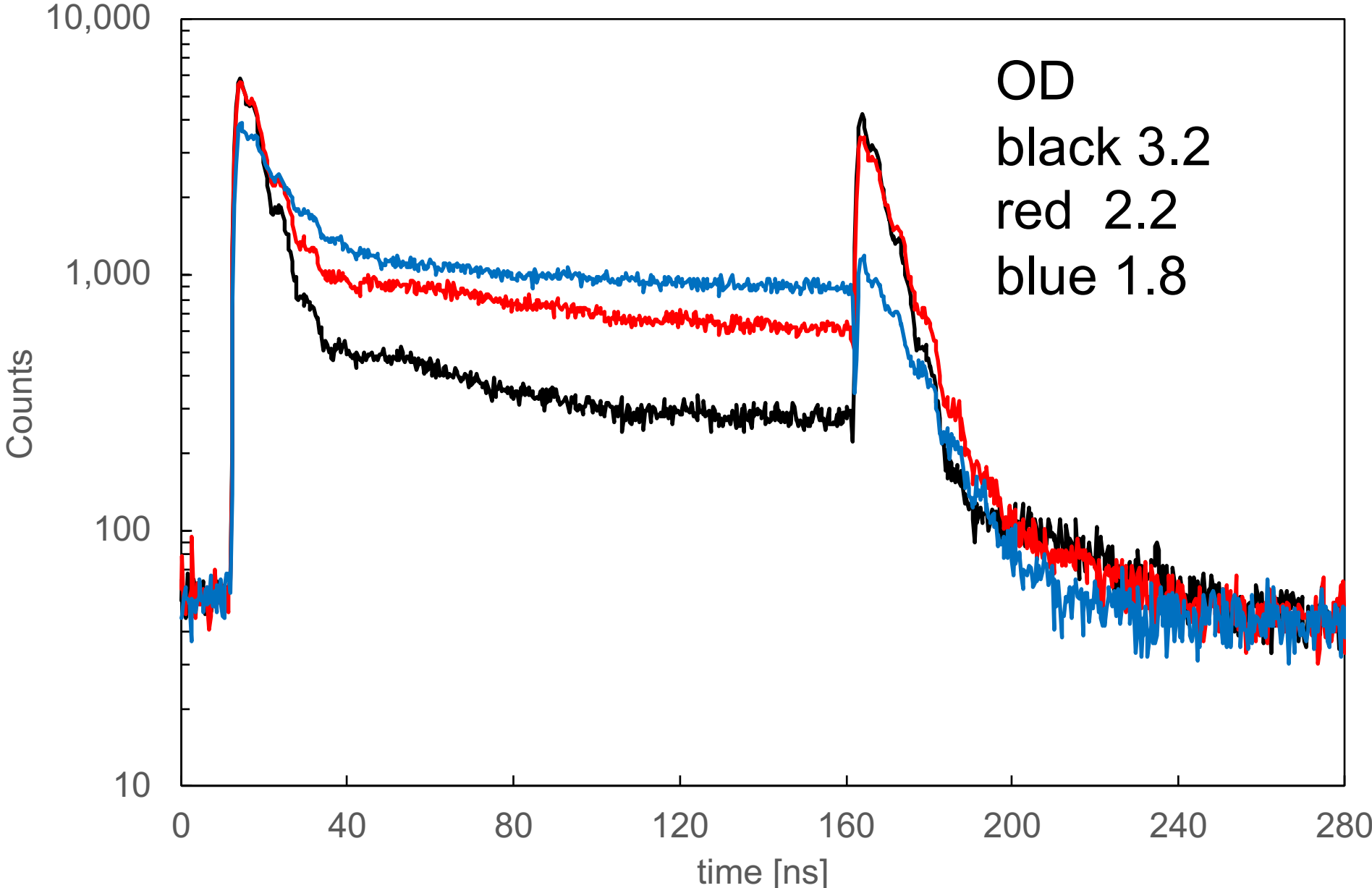
Respuesta clásica del oscilador

Tiempo finito para que la polarización atómica responda
(emitir fuera de fase e interferir con el pulso de excitación)

Los átomos siguen emitiendo (vida media) después de que
la luz se apaga.

Lo mismo que observamos en electrodinámica cuántica de
cavidades.

La pendiente (vida media) cambia con el número de átomos



Clara evidencia del cambio en la vida media (super-radianza).

Explorar los batidos dinámicos cuánticos (Mosbauer).

Time Dependence of Resonantly Filtered Gamma Rays from $\text{Fe}^{57}\dagger$

F. J. LYNCH, R. E. HOLLAND, AND M. HAMERMESH
Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois
(Received June 6, 1960)

The time dependence of gamma rays emitted by the 14.4-keV state of Fe^{57} has been studied by delayed-coincidence measurements between a 123-keV gamma ray preceding formation of the state and the 14.4-keV gamma ray from the state. When no filter was used, the number of gamma rays decreased exponentially with the known half-life of $0.1 \mu\text{sec}$. When a foil of Fe^{57} (which was resonant to 14.4-keV radiation) was used as a filter, the number of gamma rays observed through the filter did not decrease exponentially. Instead, the filter absorbed almost none of the gamma rays first emitted by the 14.4-keV state; at later times the absorption increased. Data were taken with three different thicknesses of absorber and with emission and absorption peaks separated by 0 to 11 times the width of the resonance. The energy separation resulted from the Doppler shift associated with a constant velocity between source and absorber. These data were, for the most part, in good accord with the prediction of a theory based on a classical model for absorber and source. In particular, the results verified the theoretical prediction that at certain times the intensity of radiation observed would be greater with the filter than without it.

Quantum Mechanical Calculation of Mössbauer Transmission*†

SAMUEL M. HARRIS‡§

University of Illinois, Urbana, Illinois

(Received June 26, 1961)

A quantum mechanical calculation of the time-dependent Mössbauer transmission has been performed neglecting solid-state effects. The source considered consists of nuclei which decay via a two-photon cascade, the second of which is emitted without recoil and is subject to resonant absorption by a foil whose resonance may be shifted due to a small relative velocity between source and absorber. The transmission is obtained when the transmitted recoilless photon is measured in coincidence with the first photon of the cascade. The result is in agreement with that obtained by considering the absorber as a classical dielectric slab capable of absorption and dispersion. The initial condition has been investigated in detail by considering the full cascade. In this manner, one sees that the usual simple assumption that the nucleus is in the first excited state immediately after the emission of the first photon, gives the correct boundary condition.

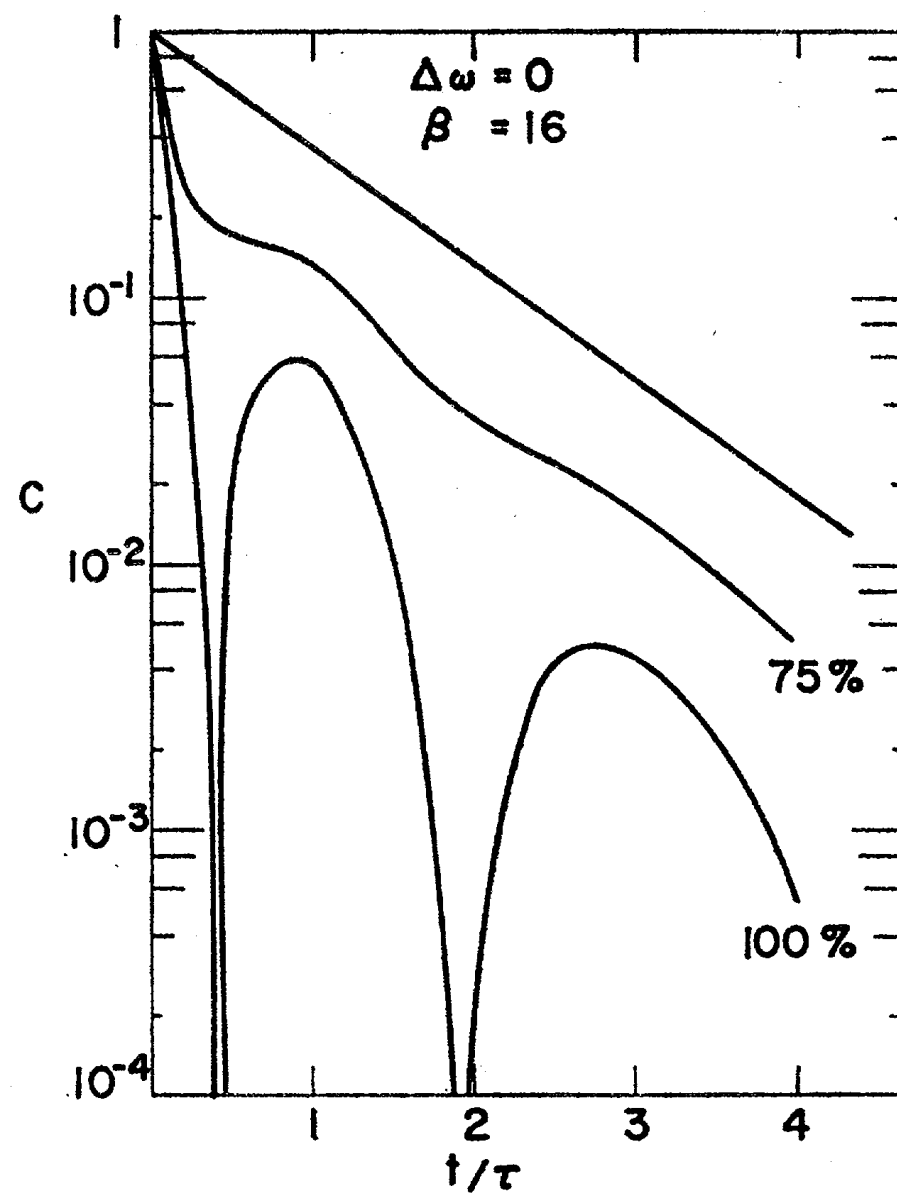


FIG. 2. Time dependence of radiation after transmission through a resonant filter according to Eq. (7), assuming all radiation is recoilless or 75% is recoilless ($\beta=16$, $\Delta\omega=0$). The straight line represents an exponential decay for comparison.

Coherent pulse propagation through resonant media

U. van Bürck

Physik-Department E15, Technische Universität München, D-85748 Garching, Germany

Resonant pulse propagation (RPP) is reviewed with special emphasis on the propagation of synchrotron radiation (SR) pulses through nuclear single-resonance media. The most remarkable feature in the time evolution of RPP is the dynamical beat (DB), a pronounced modulation with periods increasing with time and decreasing with increasing sample thickness. A comparison of RPP at γ -wavelengths (SR and Mössbauer radiation) with RPP in the infrared and visible regimes in case of molecular, atomic and excitonic resonances reveals an astonishing universality of the observed phenomena. The DB is described within the double-hump picture and the group-velocity picture, and is finally attributed to the energy exchange between radiation field and oscillator system in multiple scattering.

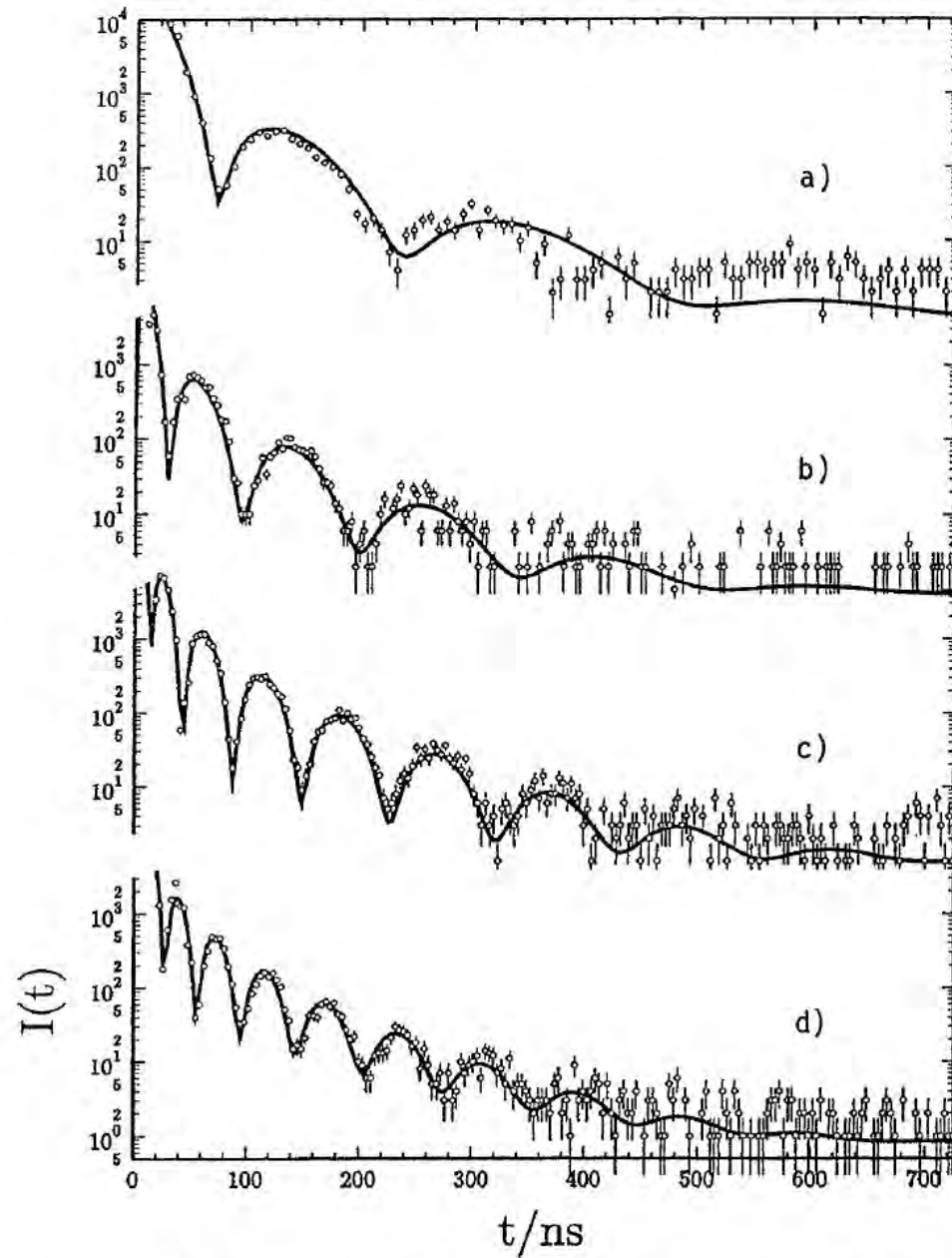


Figure 2. Time evolution of NFSSR through enriched SS metal foils of different effective thicknesses $T \approx 35$ (a), 90 (b), 210 (c), and 330 (d) [41]. The aperiodic modulation is the DB, with apparent periods increasing with time and decreasing with increasing effective thickness. The solid lines are fits using the NFS theory via Motif [83].

Transmitted Pulse

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{T}(\omega) E_0(\omega) e^{-i\omega t} d\omega.$$

Transmission Function

$$\mathcal{T}(\omega) = \text{Exp} \left\{ -\frac{iN\Gamma_{1D}}{2} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\Gamma'/2} \right\}.$$

Γ_{1D} and Γ' are the decay rates into and out of the nanofiber, and ω_0 is the atomic resonance frequency. The optical density is $OD = 2N\Gamma_{1D}/\Gamma'$.

For Gaussian pulse

$$\frac{I_d(t)}{I_0} = \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Exp} \left[\frac{-iN\Gamma_{1D}}{2} \frac{1}{z + \Delta + i\Gamma'/2} \right] \text{Exp} \left[-\frac{1}{2} \sigma^2 z^2 \right] \text{Exp} [-izt] dz \right|^2$$

Bessel generating function

$$\begin{aligned} \text{Exp} \left[\frac{-iN\Gamma_{1D}}{2} \frac{1}{z + \Delta + i\Gamma'/2} - izt \right] &= \text{Exp} [(i\Delta - \Gamma'/2) t] \\ &\times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(-i \left(z + \Delta + i\frac{\Gamma'}{2} \right) \sqrt{\frac{2t}{N\Gamma_{1D}}} \right)^m J_m \left(\sqrt{2N\Gamma_{1D}t} \right) \end{aligned}$$

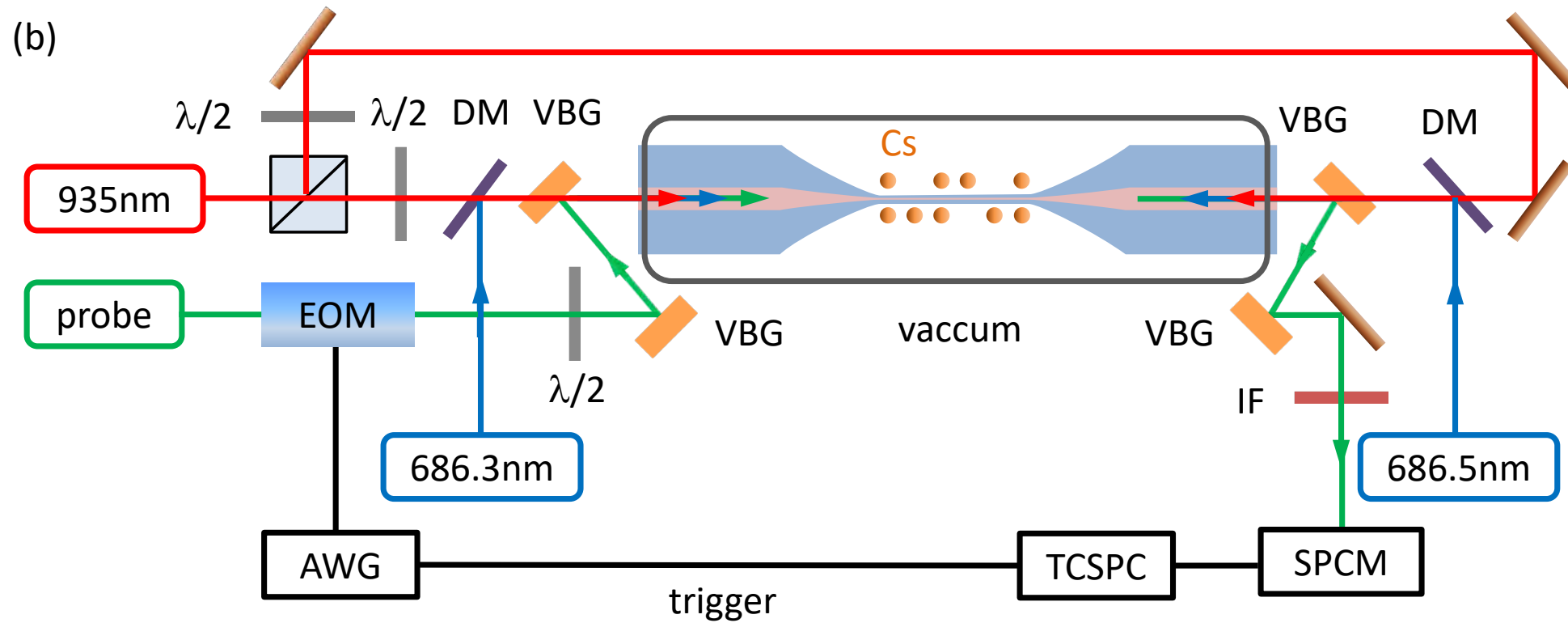
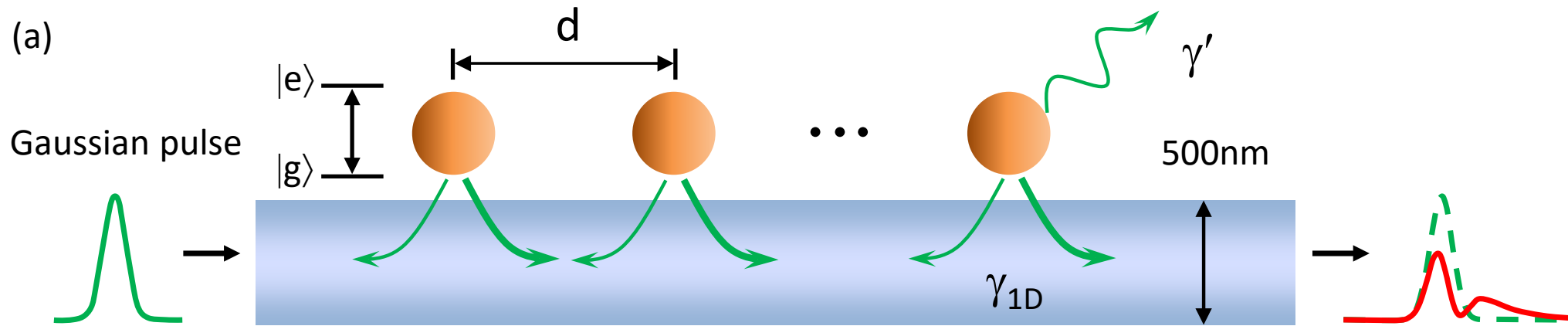
For $m > 0$,
$$A_m = \sqrt{\pi} i^m \left(\frac{2}{\sigma^2} \right)^{\frac{m+1}{2}} U \left(-\frac{1}{2}m; \frac{1}{2}; -\frac{\sigma^2(\Delta + i\frac{\Gamma'}{2})^2}{2} \right).$$

For $m < 0$,

$$A_m = \frac{(-1)^{m-1}}{(m-1)!} \partial_\alpha^{m-1} F(\alpha, \sigma) \Big|_{\alpha=\Delta+i\frac{\Gamma'}{2}},$$

$$F(\alpha, \sigma) = -i\pi e^{-\frac{1}{2}\sigma^2\alpha^2} \left(\operatorname{erf}\left(i\frac{\alpha\sigma}{\sqrt{2}}\right) + 1 \right).$$

Propagación de un pulso corto en la guía con átomos



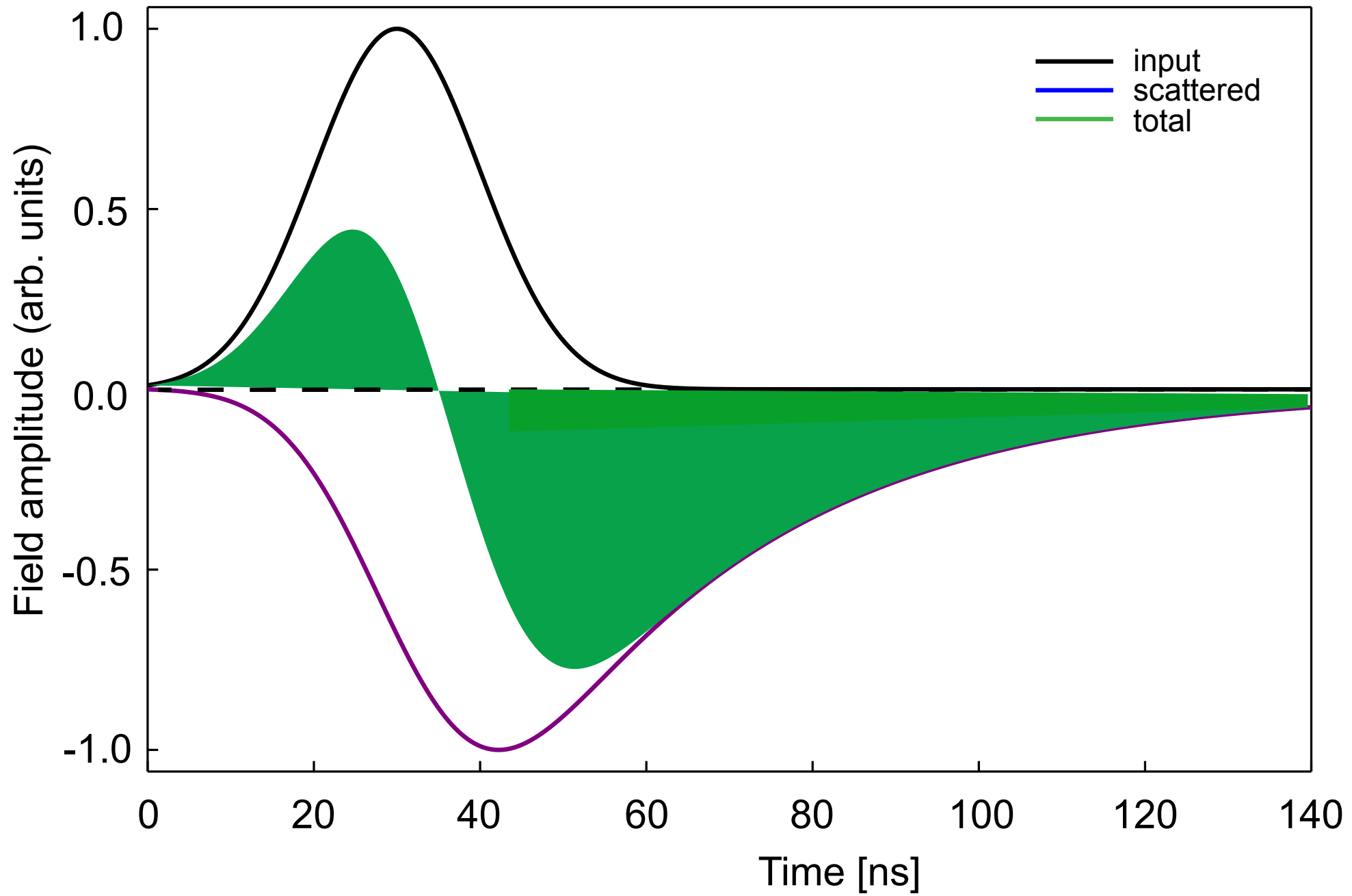
El pulso es menor a la vida media del estado excitado.

El pulso no satura a los atomos

El pulso no se distorciona por el medio de la nanofibra

Modelo de electrodinámica cuántica de guías de onda a baja excitación con N átomos acoplados g :
un modo del campo electromagnético con amplitud x
polarización de los átomos P , decaimientos cavidad κ \gg
 γ , átomos γ ; Campo del pulso excitación (forzamiento)
 $E(t)$ Dos osciladores armónicos acoplados:

$$\frac{dP}{dt} + \frac{\gamma}{2} \left(\frac{1 + 2g^2 N}{\kappa\gamma} \right) P = \frac{E(t)}{\kappa}$$



El pulso llega y comienza a polarizar a los átomos

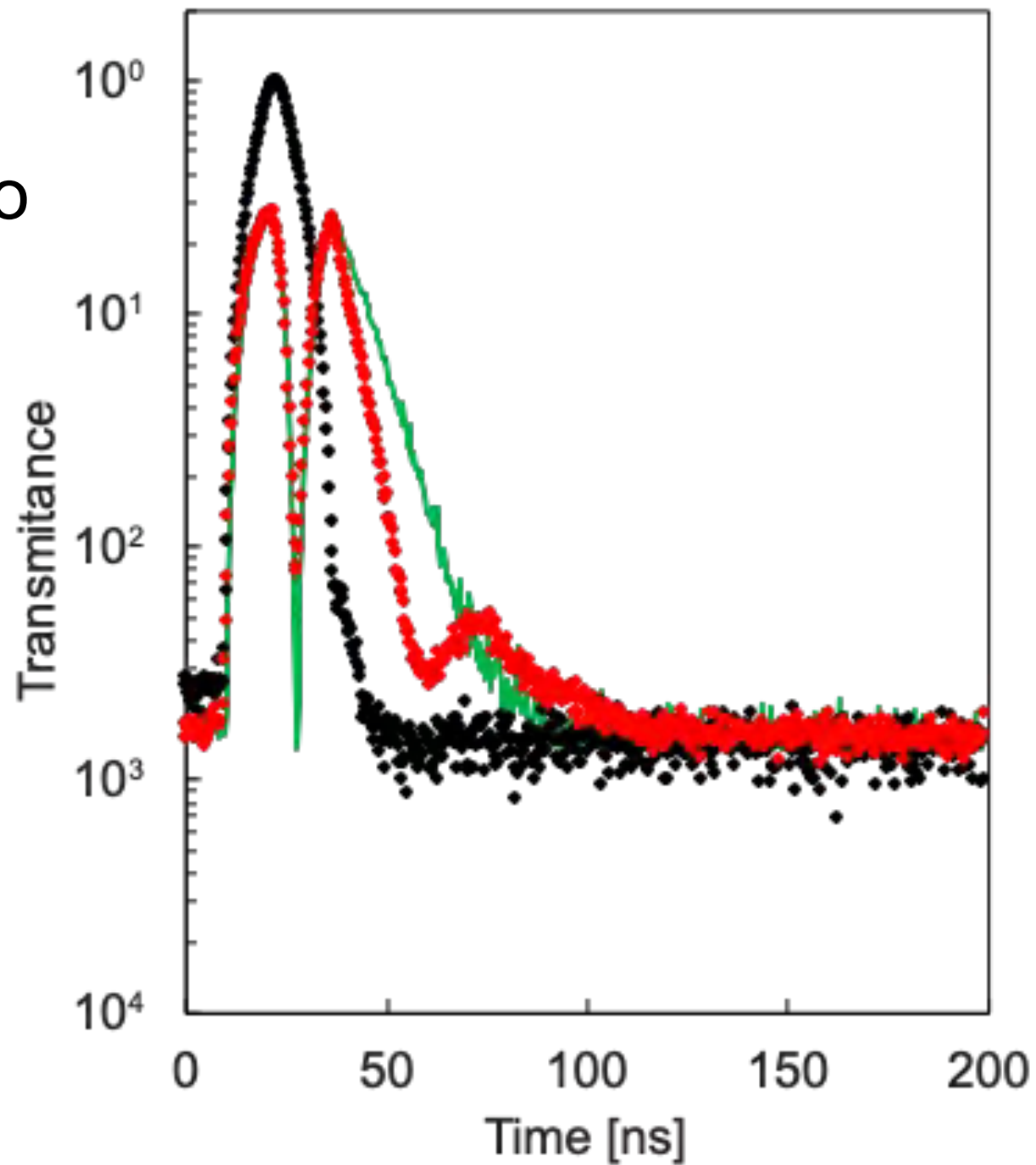
La polarización atómica está desfasada 180 grados de el campo

Interferencia destructiva en la dirección de propagación

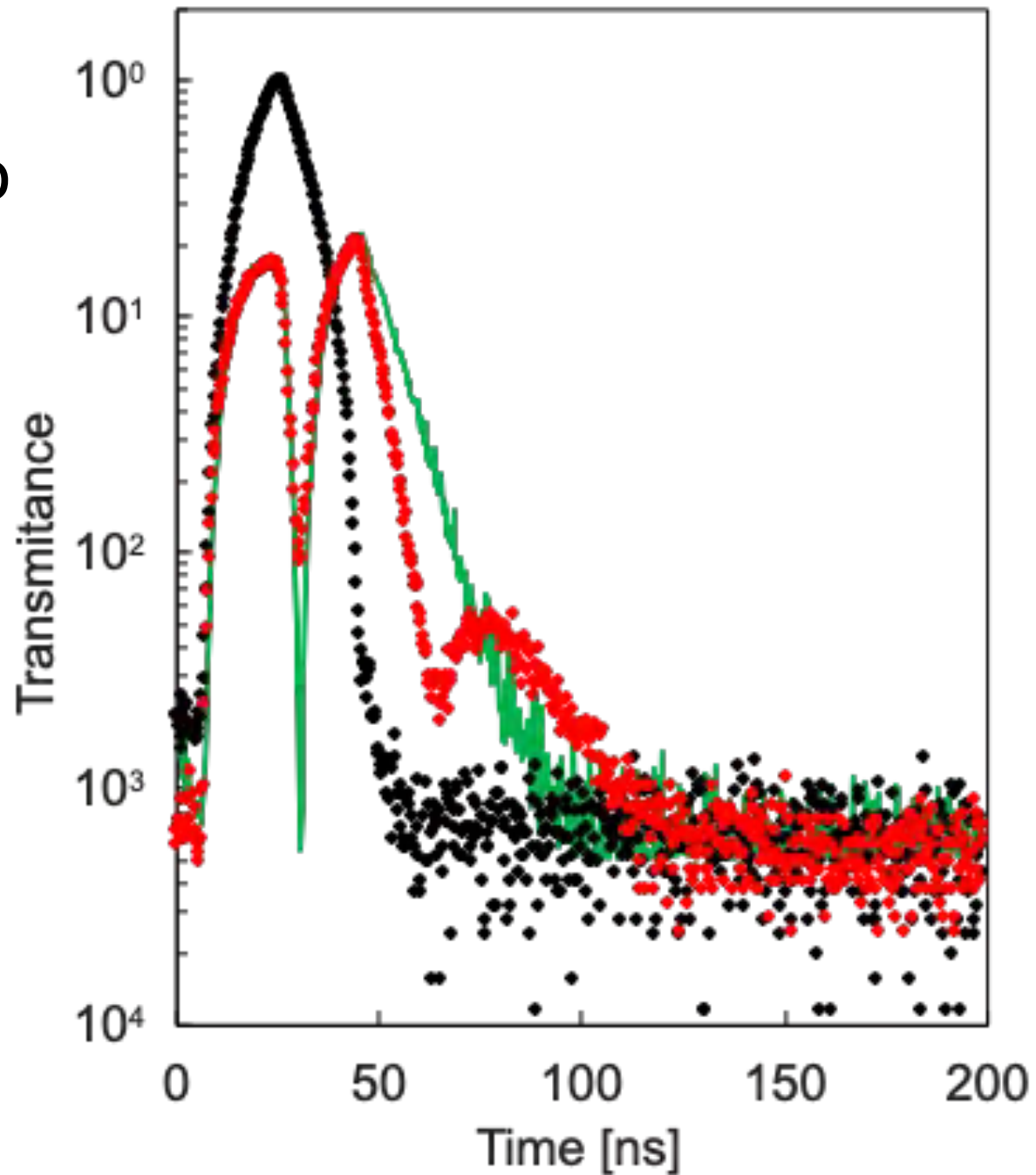
Respuesta dominada por la vida media de los átomos

Un cero y el cambio de fase de la polarización atómica.

Modelo con un solo modo
pulso~10 ns

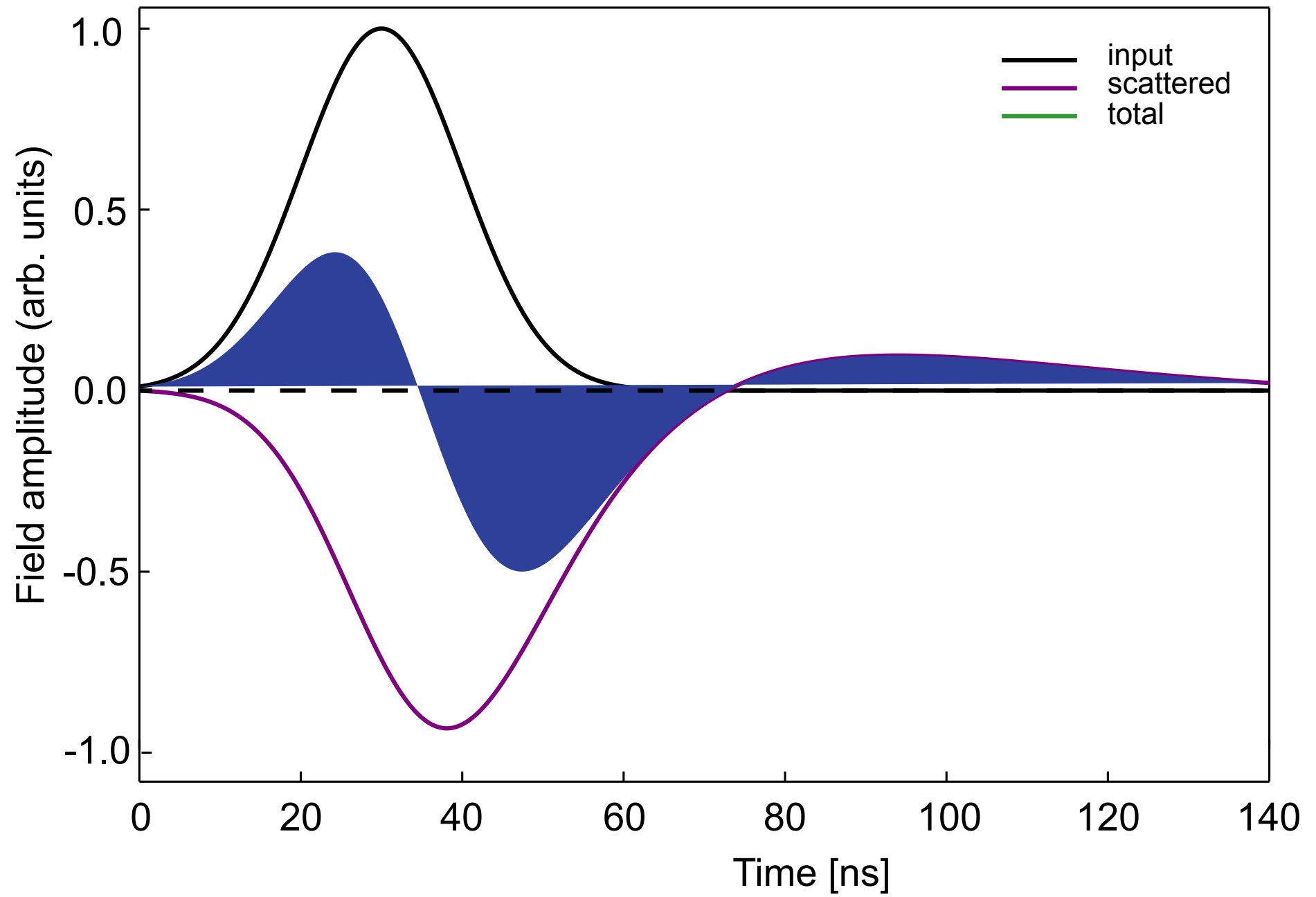


Verde modelo con un solo modo
pulso ~15 ns

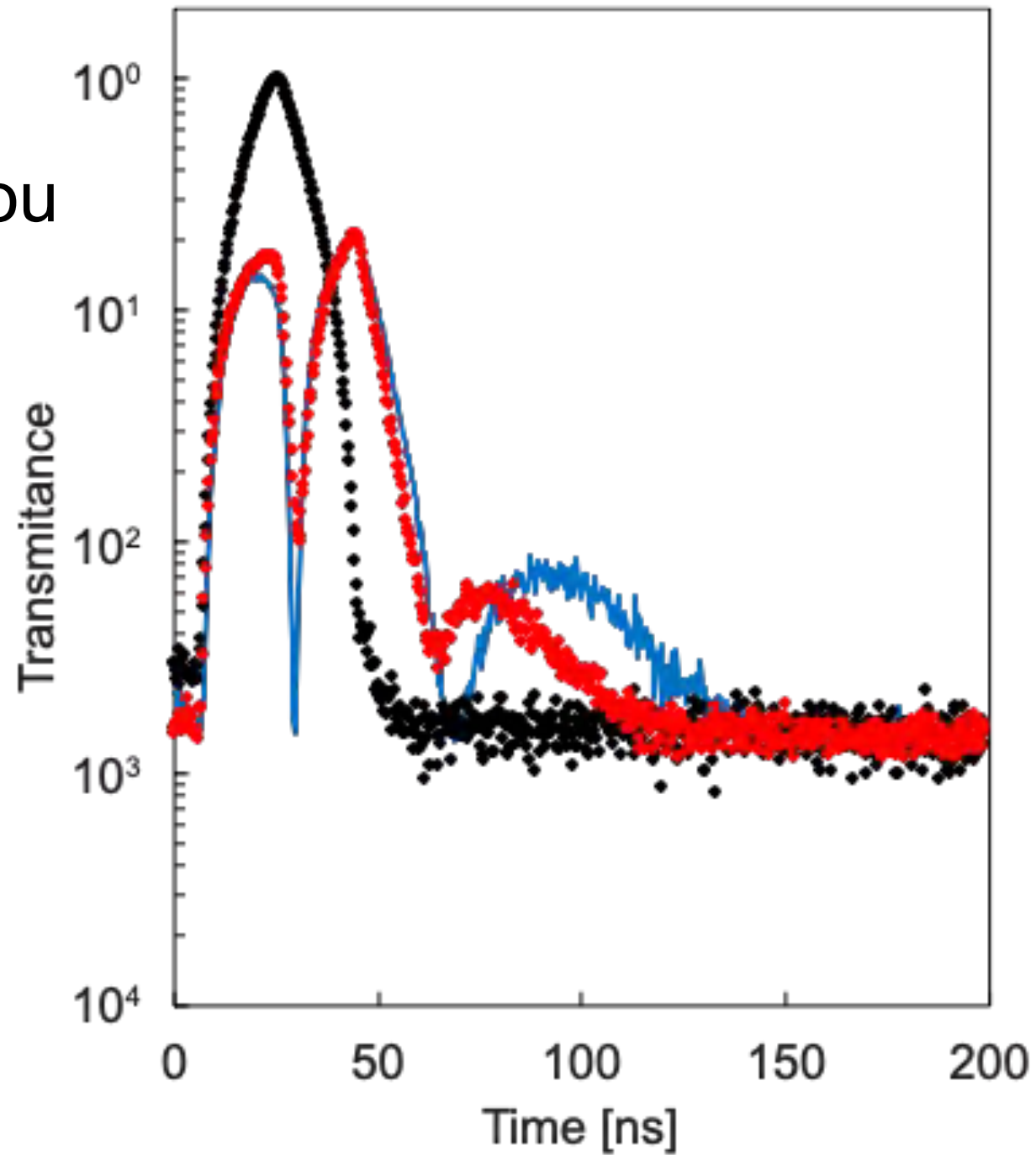


Batidos Dinámicos

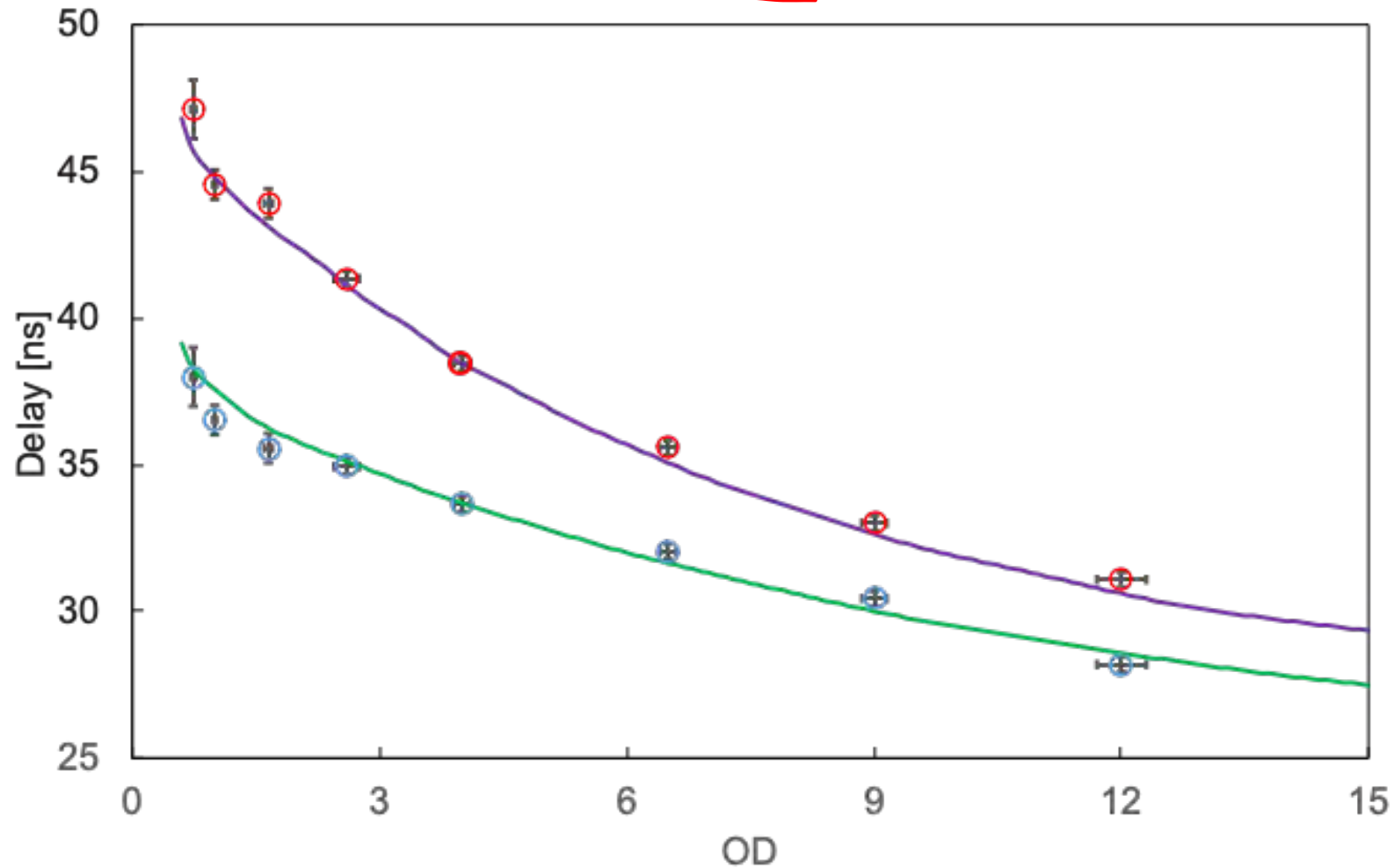
$$I_{out}(\tau) = I_0 e^{-\gamma_{in}\tau} \left| \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{-2i\Delta\tau}{\sqrt{OD\gamma_0\tau}} \right]^n J_n \left[\sqrt{OD\gamma_0\tau} \right] \right|^2$$



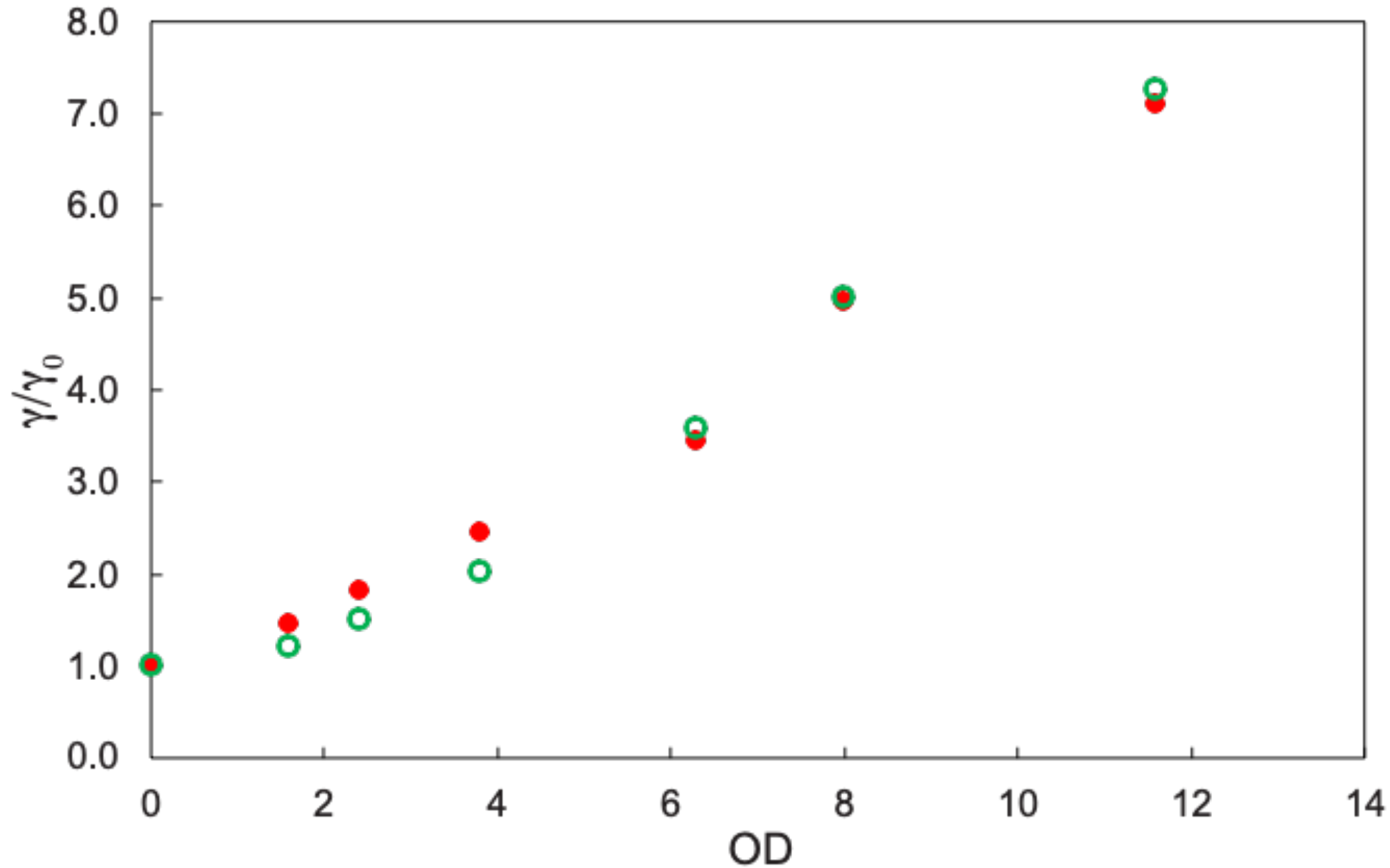
Azul: modelo multi modou
pulso~15 ns



Demora del primer cero en la transmisión en función de la densidad óptica (número de átomos) para diferente ancho de pulso: rojo azul 10 ns, rojo 13 ns.



“Decaimiento” del Segundo pico. Rojo datos, azul teoria multimodo



Simple model of pulse field and atomic polarization.
Explains precursors and first zero.

The interaction of atoms with the field of the waveguide completely modifies the dynamics (Dynamic beats).

This requires a multimode theory.

The change in lifetime due to the atoms, second peak, is agrees with multimode theory.

Observamos el cambio en la vida media debido a la interacción entre los átomos.

La interacción de unos cuantos átomos con el campo de la guía de onda modifica completamente la dinámica (Dynamic quantum beats).

El primer cero y el decaimiento se entienden con un solo modo

El segundo cero necesita una teoría multi-modal.

Muchas gracias