

4-rel. Нелинейная оптика ультравысоких интенсивностей: от нелинейной оптики к релятивистской оптике

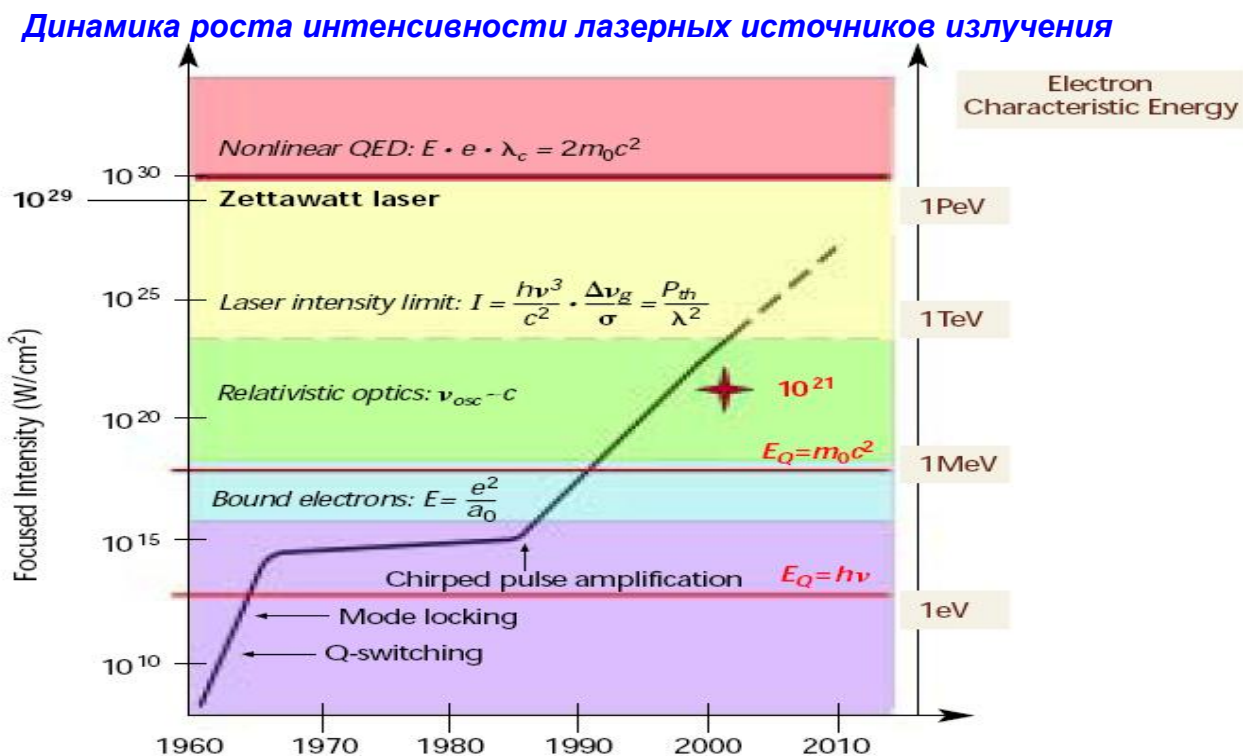
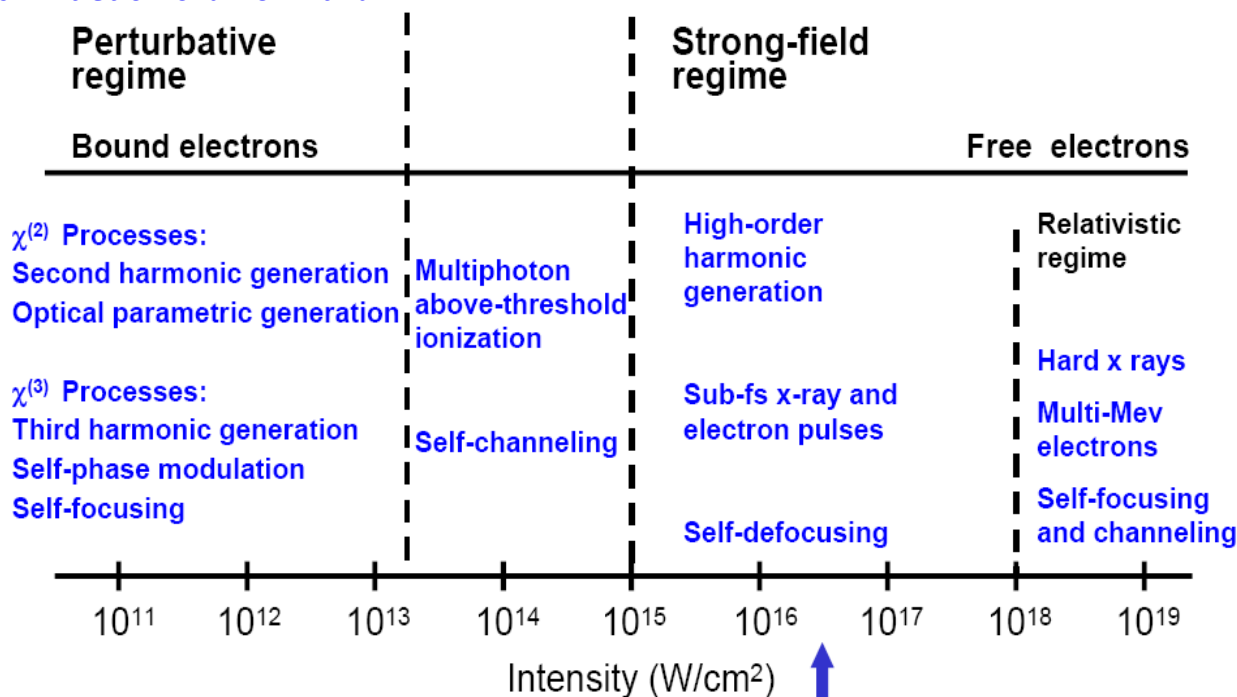


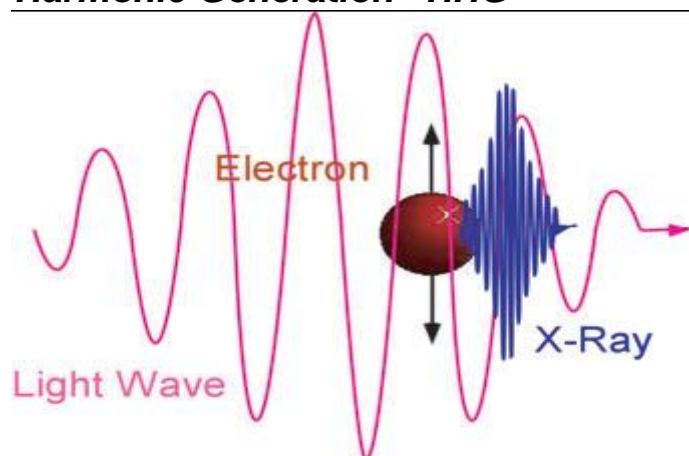
Рис. 4.1 –

Лазерная физика: нелинейная оптика, оптика сильных полей и релятивистская оптика



4.1-rel. Генерация высших гармоник: генерация гармоник высшего порядка [1,2]

High-Order Harmonic Generation – HHG



При взаимодействии интенсивного лазерного импульса пикосекундной длительности с атомами было обнаружено явление генерации высших гармоник

$$\hbar\omega_{HHG} = N \cdot \hbar\omega_L, \text{ где } N\text{-нечетное число}$$

Typical HHG spectrum using argon:

- Only odd-order harmonics are generated

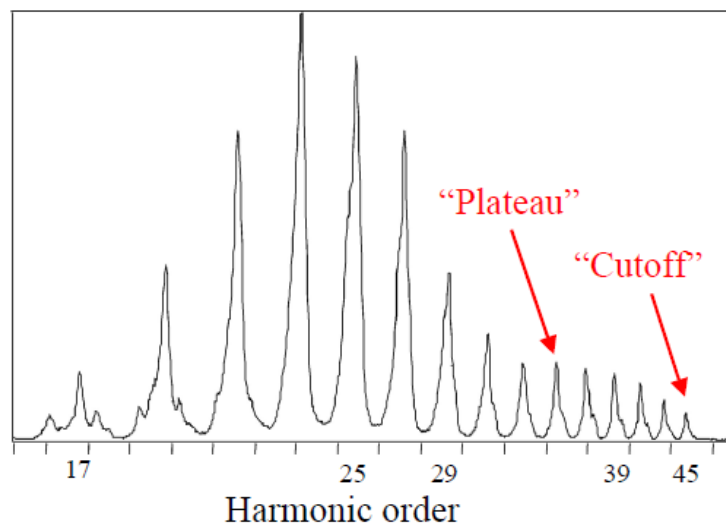


Рис.4.1 – Спектр HHG в аргоне

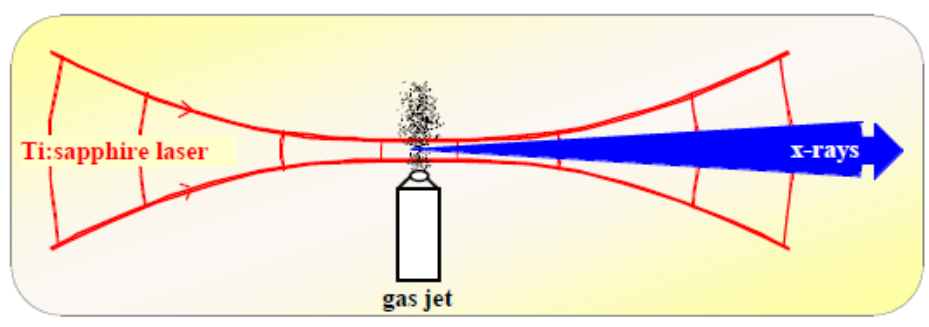
несколько позднее аналогичное явление было зарегистрировано при взаимодействии с молекулами.

Генерация высших гармоник с порядковым номером гармоники до $n=30$ наблюдалась в газовых средах с концентрацией атомов $10^{17}\text{-}10^{18} \text{ см}^{-3}$ при интенсивностях $\sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$.

С переходом к импульсам фемтосекундного диапазона и ростом интенсивности до 10^{14} Вт/см² и выше были достигнуты номера со значениями, превышающими $n=100$.

При этом, как в пикосекундном, так и фемтосекундном диапазонах длительностей основные характеристики процесса HHG хорошо коррелируют.

HHG: Extreme nonlinear optics



- Harmonic orders > 300, photon energy > 500 eV, observed
- Coherent, ultrashort-pulse, low-divergence, x-ray beam
- Too fast for plasma to form

Рис.4.2 – Схема эксперимента по генерации HHG в газовой струе.

HHG: Anharmonic motion of an ionizing electron

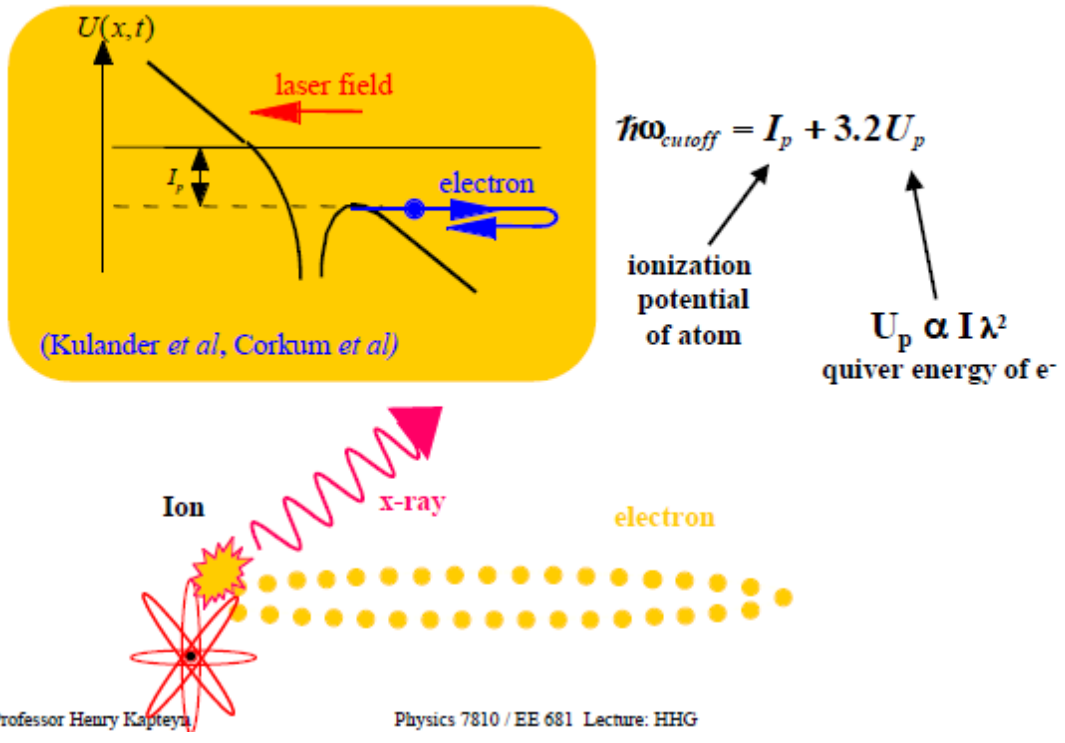


Рис.4.3 – Механизм генерации высших гармоник в сильном оптическом поле

The three-step model: introduction

1. High electric field of laser ionizes electron
2. Electron begins to oscillate in the laser field
3. Electron “recollides” with the atom, recombines

Electron trajectory

- Assume:



- Electron is suddenly, completely “free”
- Electron is released at rest
 - K. C. Kulander, K. J. Schafer, and J. L. Krause, in Super-intense laser-atom physics, vol. 316, NATO Advanced Science Institutes Series p. 95 (1993); P. B. Corkum, PRL **71**, 1994 (1993).

Electron trajectories

- Most electrons don't have opportunity to recollide
- Transverse “spread” of electron wavefunction further reduces recollisions

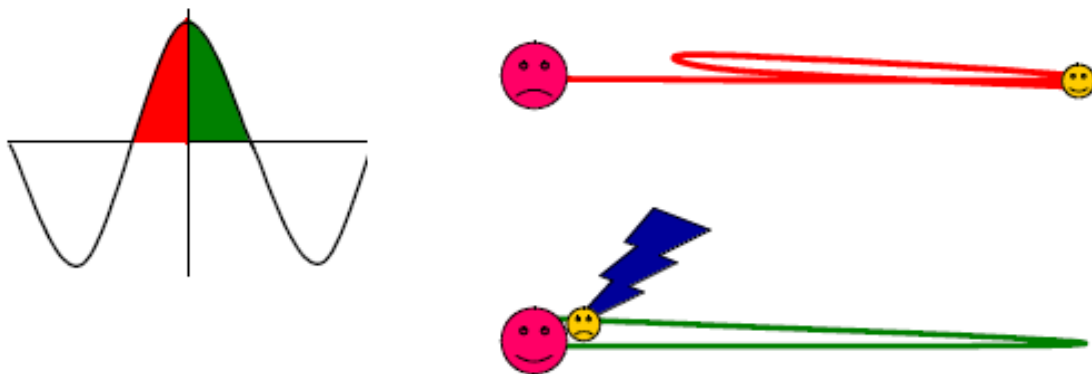
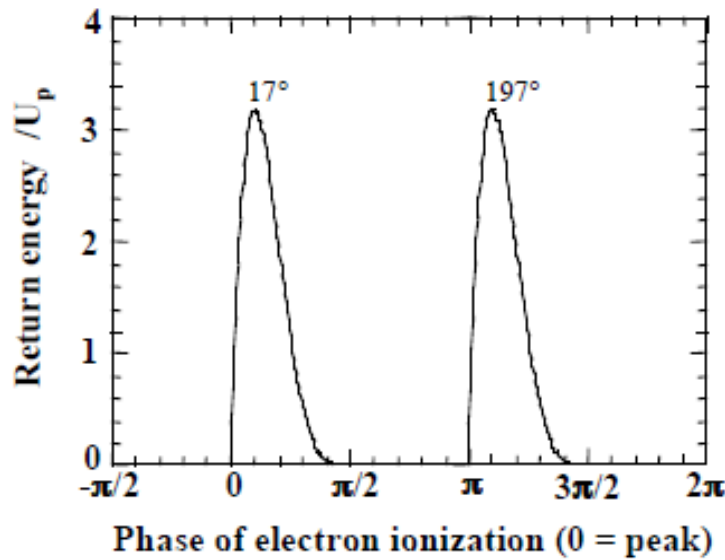


Рис.4.4 – Механизм генерации HH: тректории электронов

Electron trajectory and return energy



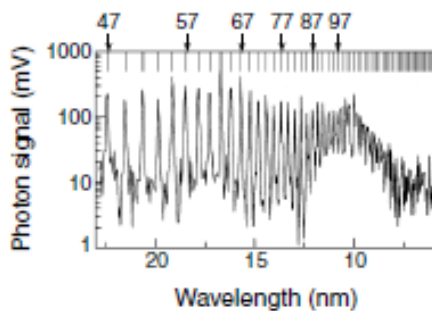
-from A. Rundquist,
Ph.D. Thesis (1998)
University of Colorado,
Boulder (modified).

- Maximum return energy of electron = $3.17 U_p$
- Maximum “classical” energy release when electron returns to ground state = $E_{\text{cutoff}} = I_p + 3.17U_p$

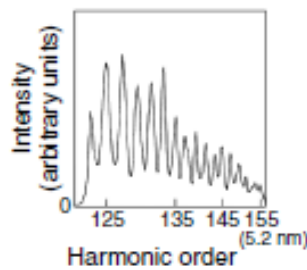
Рис.4.5 – Энергия отдачи электрона в HHG от фазы траектории электрона



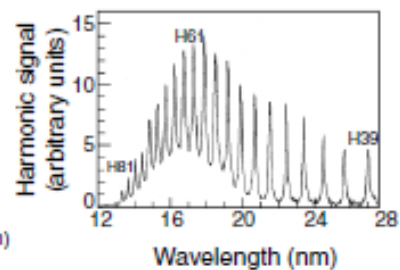
High Harmonic Generation (HHG) of Femtosecond IR Laser Pulses into the EUV



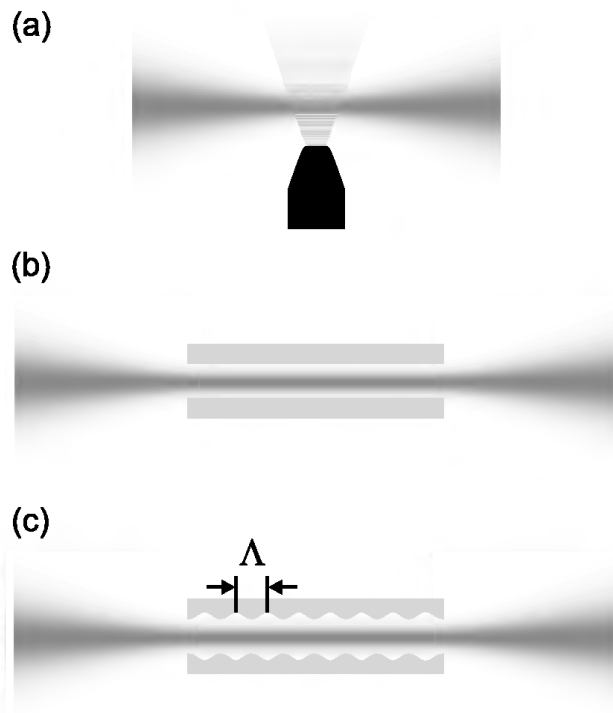
L'Huilier and Balcou,
Phys.Rev.Lett. **70**, 774 (1993)
Neutral neon at 40 torr
 $1.053 \mu\text{m}$, $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$
1 ps duration
 $n = 135$



Z. Chang, A. Rundquist,
H. Wang, M. Murnane,
H. Kapteyn,
Phys.Rev.Lett. **79**, 2967 (1997)
Neutral neon at 8 torr
800 nm, $6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$
26 fs duration
 $n = 155$
($n = 211$ in helium)



D. Schultze, M. Dörr,
G. Sommerer, J. Ludwig,
P. Nickles, T. Schlegel,
W. Sandner, M. Drescher,
U. Kleineberg, U. Heinzmann,
Phys.Rev.A **57**, 3003 (1998)
Neutral neon
 $1.053 \mu\text{m}$, $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$
700 fs duration
 $n = 81$ (polarization confirmed)



$$\Lambda = 2l_{\text{coh}}$$

$$l_{\text{coh}}(N) = \frac{\pi}{|\Delta K|}$$

$$\Delta K = \frac{N\omega_0}{c_0} (n(\omega_0) - n(N\omega_0)) .$$

$$\Delta K = \Delta K_{\text{atom}} + \Delta K_{\text{e}} + \Delta K_{\text{wg}} .$$

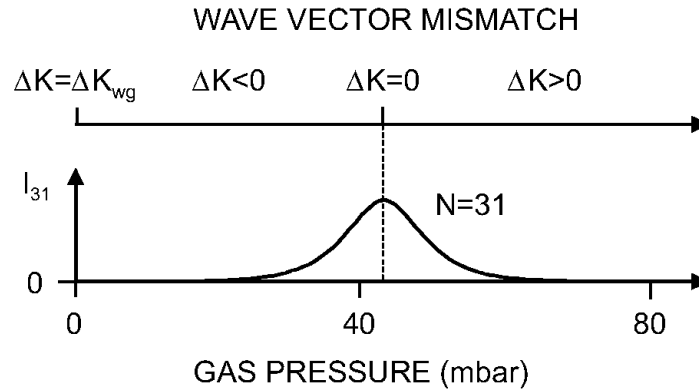
$$n_{\text{atom}} = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 + \chi}$$

$$\Delta K_{\text{e}} < 0 .$$

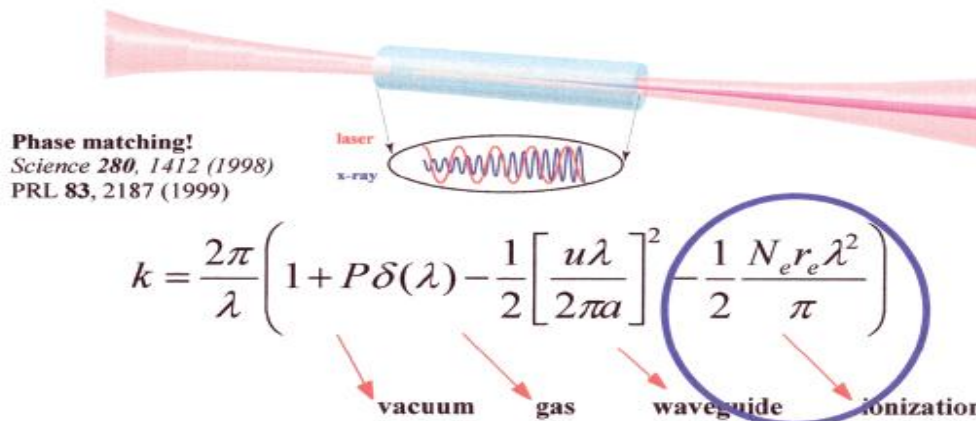
Рис.4.6 – Генерация НН в профилированном волноводе: выполнение условий фазового согласования при HHG

$$\frac{\omega}{K_z^{\text{eff}}} = c = \frac{c_0}{n_{\text{wg}}(\omega)} \cdot n_{\text{wg}}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{\text{crit}}^2}{\omega^2}$$

$$\omega_0 \gg \omega_{\text{crit}} \propto 1/r_{\text{cap}}$$



HHG in Hollow Fibers?



Hollow fibers allow phase matching of low-order harmonics

Higher harmonics are generated at higher laser intensities and higher levels of ionization. Since laser and EUV light cannot stay in phase for high levels of ionization, high harmonics cannot be generated efficiently.

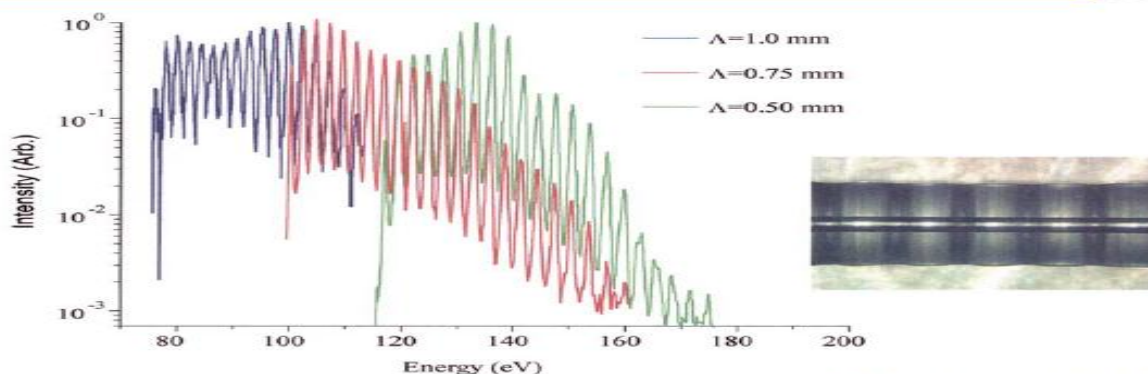
Рис.4.7 – Механизм фазового согласования ННГ для низких частот до 100-200 эВ

Coherent Soft X-ray Generation in the Water Window with Quasi-Phase Matching

Emily A. Gibson,¹ Ariel Paul,¹ Nick Wagner,¹ Ra'anan Tobey,¹
David Gaudiosi,¹ Sterling Backus,¹ Ivan P. Christov,² Andy
Aquila,³ Eric M. Gullikson,³ David T. Attwood,^{3,4} Margaret M.
Murnane,¹ Henry C. Kapteyn^{1*}

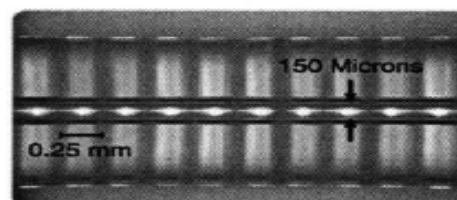
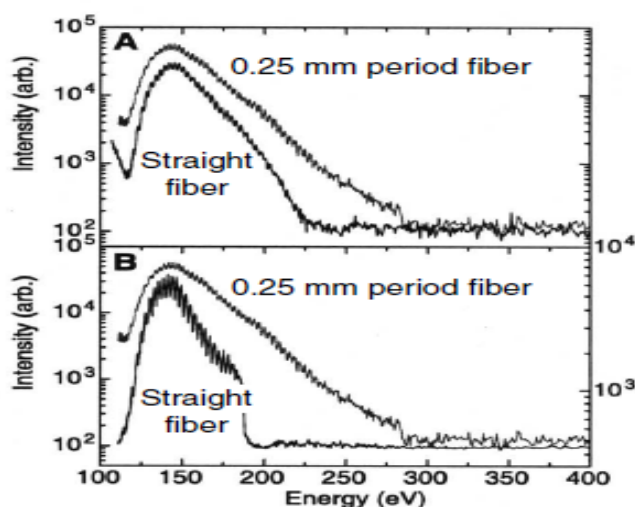
We demonstrate enhanced generation of coherent light in the "water window" region of the soft x-ray spectrum at 4.4 nanometers, using quasi-phase-matched frequency conversion of ultrafast laser pulses. By periodically modulating the diameter of a gas-filled hollow waveguide, the phase mismatch normally present between the laser light and the generated soft x-ray light can be partially compensated. This makes it possible to use neon gas as the nonlinear medium to coherently convert light up to the water window, illustrating that techniques of nonlinear optics can be applied effectively in the soft x-ray region of the spectrum. These results advance the prospects for compact coherent soft x-ray sources for applications in biomicroscopy and in chemical spectroscopy.

Short Modulation Period Capillaries Extend Phase Matching from 85 eV (Unmodulated Fibers) to 160 eV



A. Paul et al., *Nature* (2 Jan 2003)
E. Gibson et al., *Science* (3 Oct 2003)

Coherent Soft X-Ray HHG with Quasi-Phase Matching

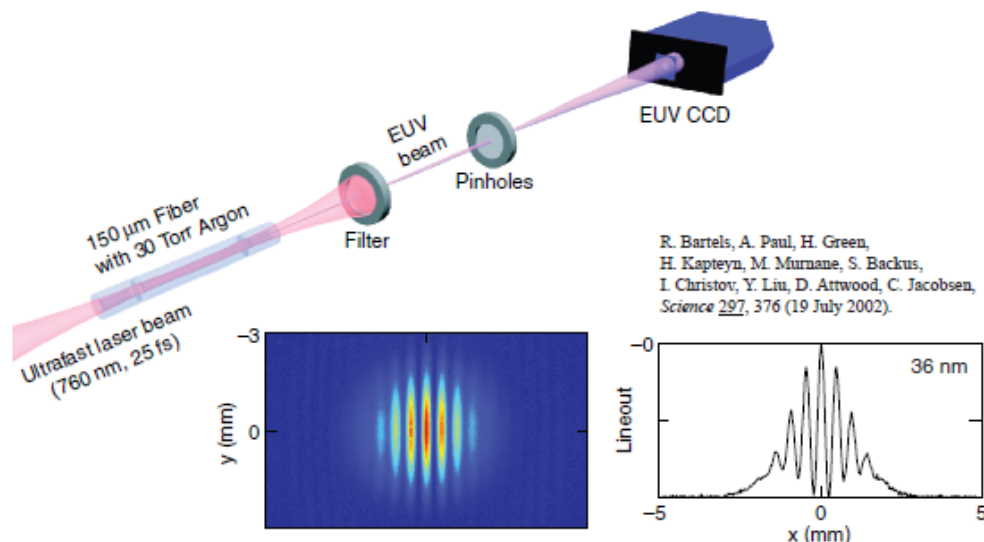


Courtesy of E. Gibson, A. Paul, H. Kapteyn,
M. Murnane, and colleagues.
Science **302**, 96 (3 Oct. 2003)

Рис.4.8 – Квази-фазовое согласованная генерация НН в области soft X-ray - 4.4 нм.



High Harmonic Generation (HHG) Provides Coherent, Femtosecond Pulses



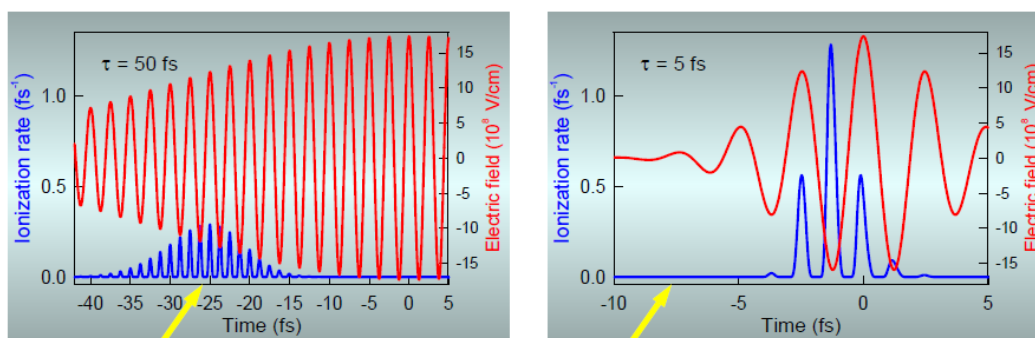
$$P \approx 10 \mu\text{W} \rightarrow 2 \times 10^{12} \text{ ph/sec @ } 36 \text{ nm } (n = 21; 34 \text{ eV})$$

Courtesy of Professors Margaret Murnane and Henry Kapteyn, Univ. Colorado.

Рис.4.9 – Эксперимент подтверждающий когерентность НН.

Ionization Rate vs Pulse Duration

- Nonlinear atomic response culminates as optical-field ionization rate peaks



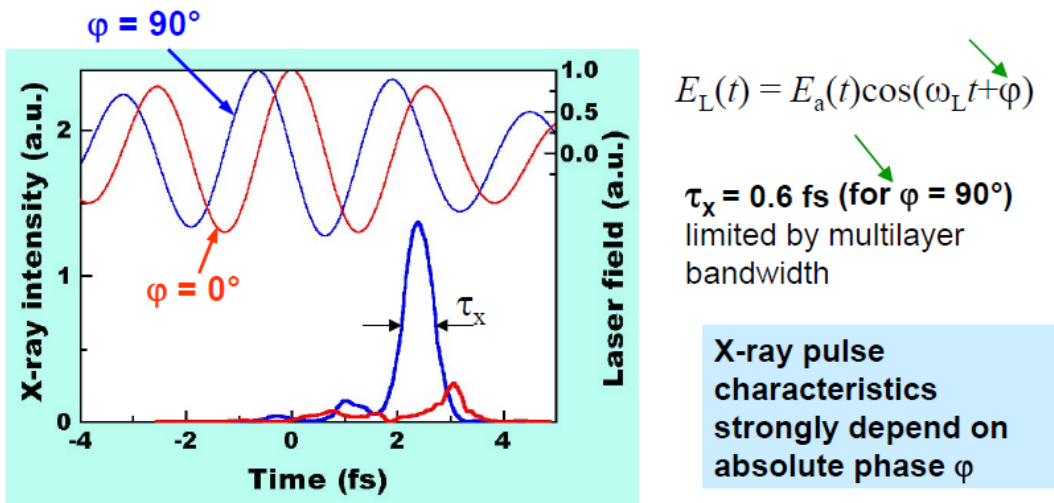
Ground state depleted long before pulse peak

- Ground-state depletion shifted to higher intensities
⇒ cutoff shifted to higher harmonics
- Much higher peak electron emission rate
⇒ higher HHG efficiency
- Harmonic generation confined to less than one optical cycle
⇒ generation of single attosecond pulses

Рис.4.10 – Зависимость параметров ионизации от длительности fs импульса

Absolute Carrier Phase and Attosecond Pulse Generation

- Computed temporal evolution of 7-fs-laser driven 90-eV harmonic emission



↖ Stabilization & control of ϕ is needed !

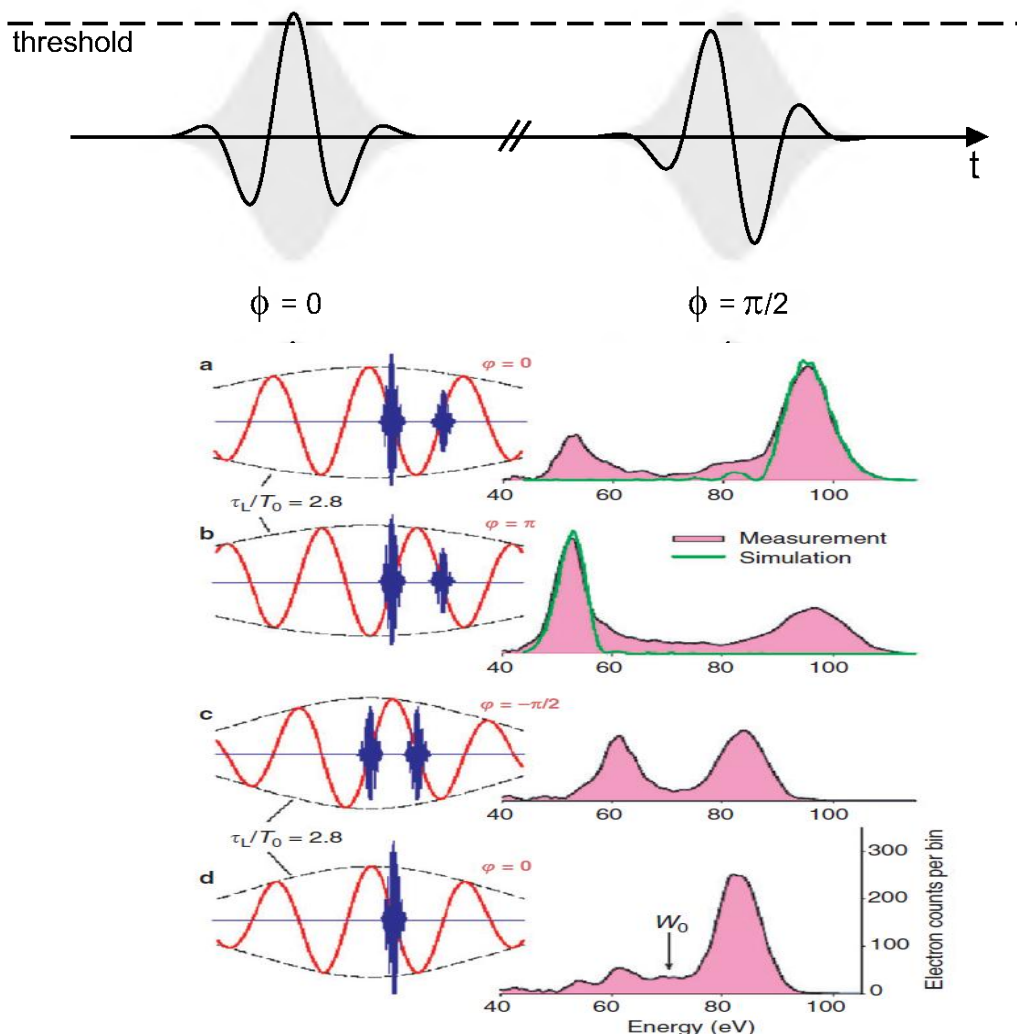
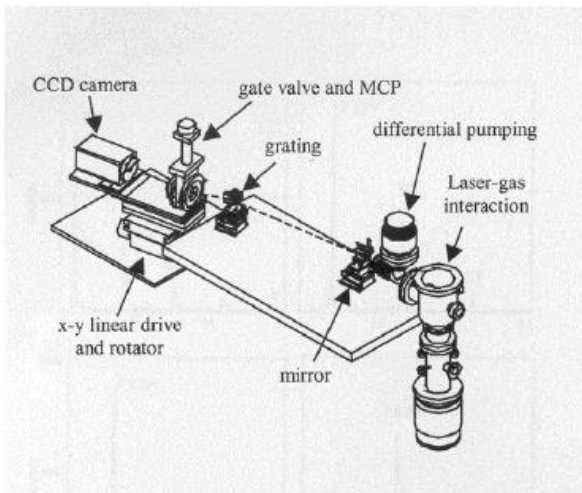
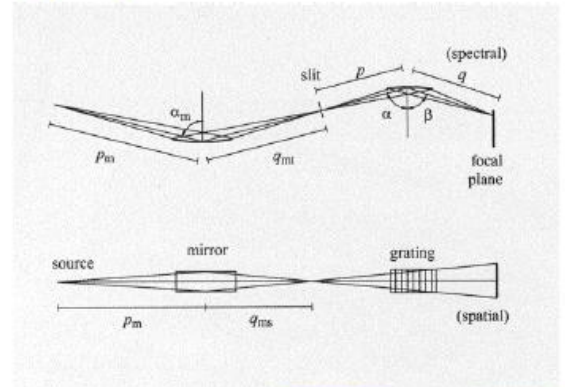


Рис.4.11 – Зависимость эффективности генерации НН от СЕ фазы.

Flat-Field spectrograph

- Combine the **spectral dispersion** and the measure of the **harmonic beam divergence**
- Grazing incidence toroidal mirror and spherical varied-line-spacing grating
- Acquisition: micro-channel plate with output on phosphor screen, optically coupled to a CCD camera
- Absolute intensity and spectral calibration



Issues addressed using the 2D spectral image

- Behavior of the harmonics in terms of:
 - ⇒ spectral width
 - ⇒ spectral shift
 - ⇒ beam divergence
 - ⇒ intensity distribution
- Dependence of the generation process vs:
 - ⇒ harmonic order
 - ⇒ excitation pulse duration
 - ⇒ excitation peak intensity
 - ⇒ focusing geometry
- Investigation of phase-matching mechanisms vs gas jet position

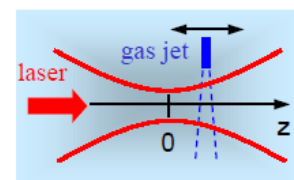
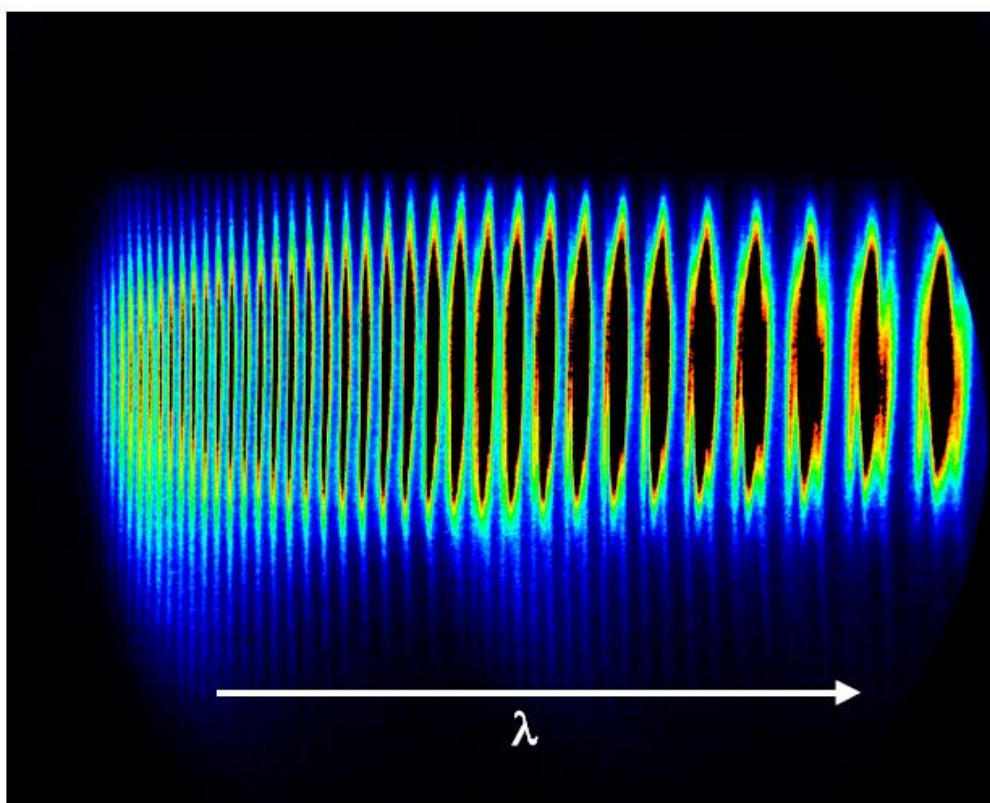
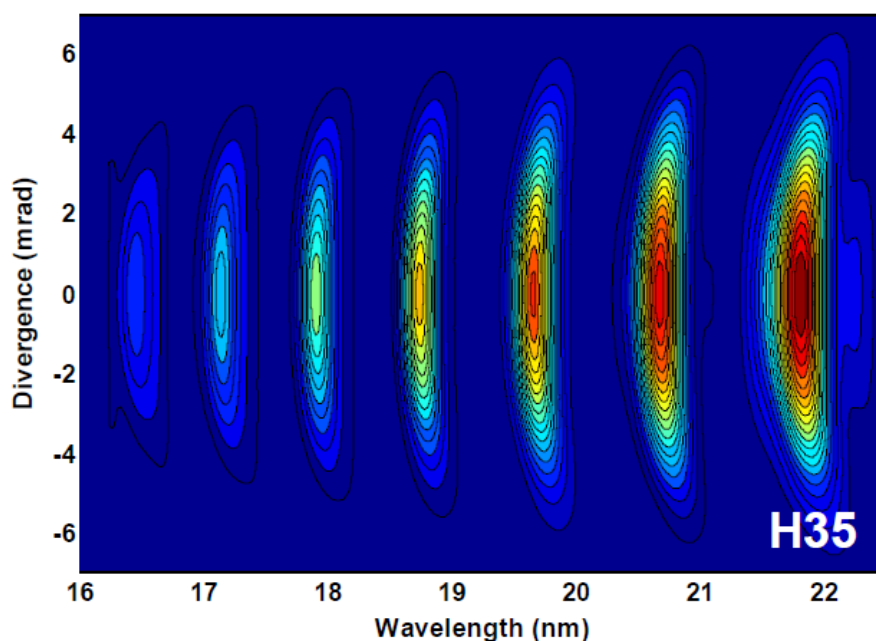


Рис.4.12 – Экспериментальные исследования ННГ

Two-Dimensional Harmonic Spectrum in Helium



Harmonic beam profile vs harmonic order
3D simulation with Bessel beam



⇒ Simulation reproduces the regular and structureless spatial profile of the harmonic beam

Рис.4.13 – Спектр ННГ в гелии: эксперимент и расчет

резюме:

**Основные закономерности генерации Гармоник
Высшего Порядка (ГВП)**

- 1) Генерация ГВП является пороговым явлением, величина порога определяется процессами ионизации.
- 2) Генерация ГВП - **одноступенчатый когерентный процесс упругого n -фотонного рассеяния на атоме:**

$$n \cdot \hbar\omega_L + \otimes \rightarrow \otimes + \hbar \cdot n\omega \rightarrow \otimes + \hbar\omega_{\text{HHG}}$$

Доказательство этого в росте по квадратичному закону энергии ГВП с ростом плотности газовой струи при неизменном спектре ГВП.

- 3) Среди основных закономерностей следует выделить зависимость интенсивности излучения I_n на n -ой гармонике от номера гармоники – n .

Эта зависимость имеет три характерные области:

-область «спада» при малых n ; где I_n – падает по величине при увеличении n ;

-область «плато», где I_n – практически постоянно при увеличении n ;

-область «отсечки», область резкого уменьшения I_n до нуля при $n = n_{\text{max}}$.

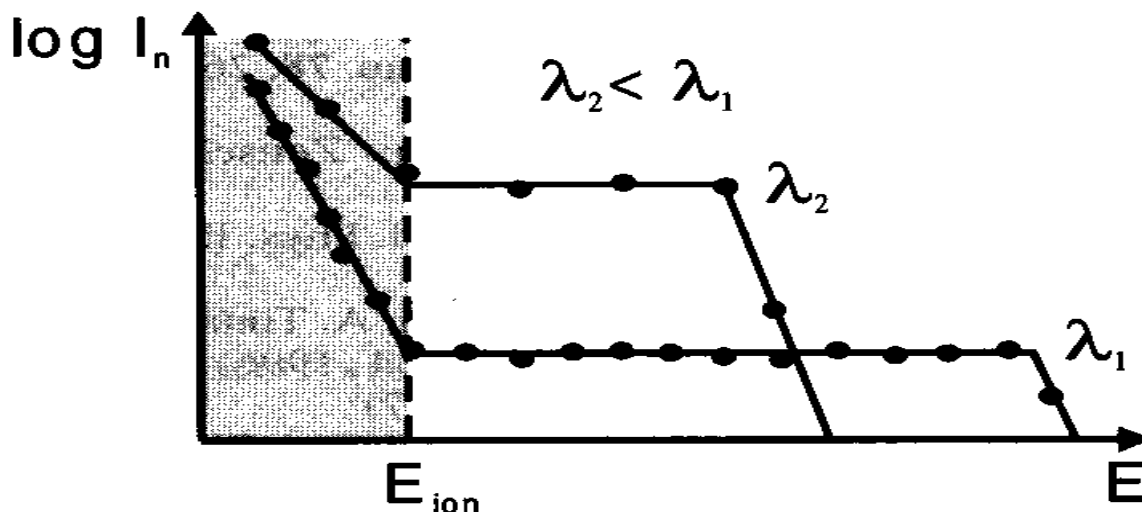


Рис.4.14 – Зависимость интенсивности НН от номера гармоники

Интенсивность высших гармоник I_n в зависимости от их номера n , для двух длин волн лазерного излучения $\lambda_1 > \lambda_2$. Точками на графике обозначены номера гармоник, начиная с третьей. $E = n \cdot hc / \lambda_{i=1,2}$.

Необходимо отметить низкую эффективность процесса генерации высших гармоник. Коэффициент преобразования даже в самую низкочастотную 3-ью гармонику не превышает 1 %.

Переход на возбуждение высших гармоник коротковолновым излучением несколько повышает эффективность, мощность растет, но при этом значительно сокращается область, занимаемая плато, и уменьшается частота предельно генерируемой гармоники.

- 4) Вопрос о механизме ННГ до сих пор обсуждается, но доминирующие факторы этого явления определены. Излучение высших гармоник происходит по сценарию, основные этапы которого в квазиклассическом приближении представлены на рисунке.

5)

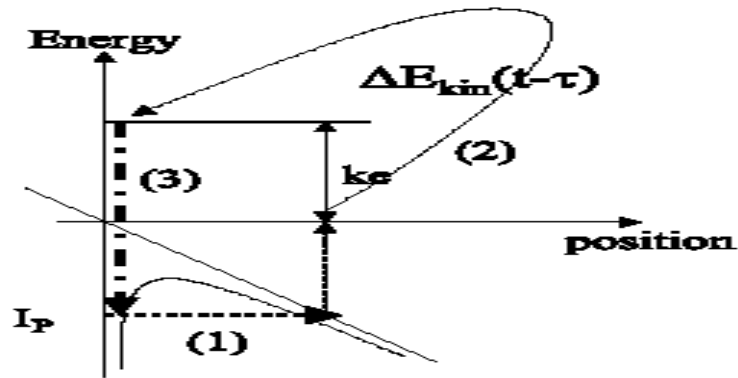


Рис.4.15 – Генерация НН в квазиклассическом приближении

-Первый этап, полевая, туннельная или надпороговая ионизация атома, происходящие на переднем фронте импульса, в течении нескольких колебаний электромагнитного поля .

-Второй этап, набор свободным электроном в лазерном поле энергии $U_p(eV) = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega_L^2}$, величина которой много больше потенциала ионизации атома – I_p .

-Третий этап, рекомбинация при возвратном соударении с родительским ионом и возврат в основное состояние . Максимальная частота кванта в излучении определяется при этом максимальной энергией электрона при возвратном соударении.

Поэтому частота отсечки $-\hbar\omega_{\max}$ определяется из соотношения

$$n_{\max} \hbar\omega_L = \hbar\omega_{\max}^{HHG} \approx 3.2U_p + I_p ,$$

где I_p – энергия ионизации.

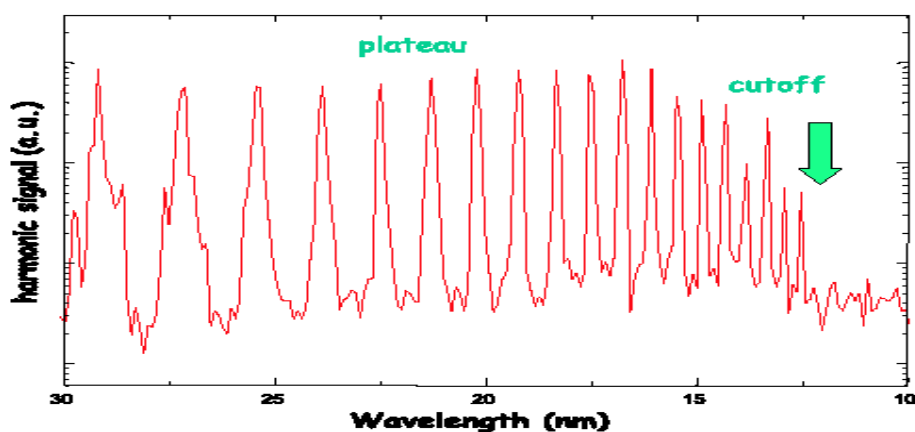


Рис.4.15 - Генерация высших гармоник в неоне излучением Ti:Sa лазера (800 нм, $\tau_{им} = 50$ фс). Порядок гармоники в начале плато— $n=27$, отсечка - при $n_{max}=61$.

- 6) Эффективность ГВП выше при использовании атомов благородных газов с более высоким атомным номером.
- 7) Низкочастотная граница плато обычно расположена в области до энергии ионизации и с ростом интенсивности сдвигается в длинноволновую область. Во многих случаях это область пятой гармоники.
- 8) Энергия коротковолновой границы плато- E_{cutoff} возрастает с укорочением длительности возбуждающего импульса. В экспериментальной практике для оценки E_{cutoff} используется формула

$$E_{cutoff} = E_i + \xi U_p (I_{sat})$$

где E_i - энергия ионизации, U_p - пондеромоторная (колебательная) энергия, I_{sat} - интенсивность насыщения ионизации, ξ - численный параметр, равный -2-2,5.

- 9) Энергия коротковолновой границы плато- E_{cutoff} возрастает с ростом интенсивности возбуждающего света практически линейно. Рост прекращается раньше для газов с более низким потенциалом ионизации. Максимальная гармоника была получена в экспериментах с гелием и неоном(135-ая

от 1,06 мкм), обладающих максимальным потенциалом ионизации.

- 10) Высота плато растет с ростом интенсивности медленнее, чем интенсивность в степени, равной номеру первой из гармоник плато.
- 11) При использовании бигармонического возбуждения эффективность ГВП может возрасти на один-два порядка. Спектр частот при этом превосходит по ширине спектр одночастотного возбуждения.
- 12) При возбуждении ГВП чирпованным импульсом спектр одиночной гармоники уширяется, центральная (несущая) частота сдвигается в сторону, противоположную чирпу. Изменения связываются с эффектами самовоздействия и генерацией плазмы.
- 13) При генерации ГВП в газовом слое энергия и форма ГВП зависят от расстояния между слоем и перетяжкой луча света. Гармоники в начале плато генерируются более эффективно, если пучок фокусируется до газового слоя, ГВП с большими номерами – при фокусировке за слоем.

14) Аналогия между комбинационным рассеянием (эффектом Рамана) и ННГ.

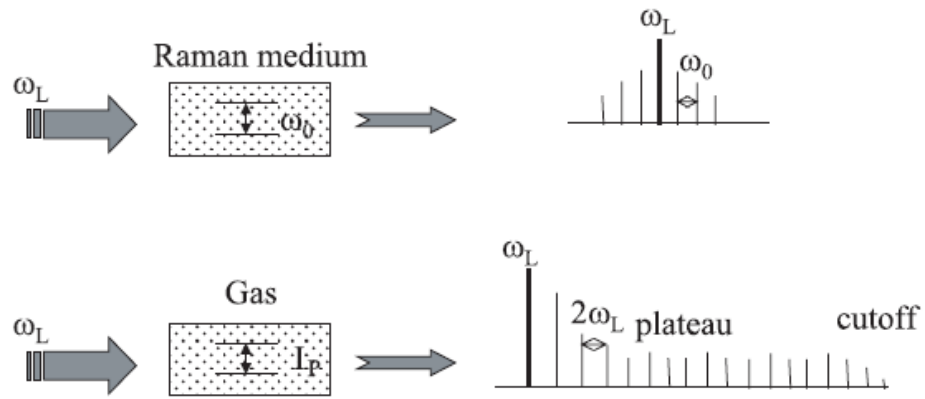


Figure 2. Raman scattering versus HHG. In Raman scattering, the medium is characterized by a Raman frequency which is also the period of the Stokes and anti-Stokes spacings on both sides of the input frequency. In the HHG this spacing is twice the input photon energy. I_p is the ionization potential of the atom. The cutoff frequency is about $3U_p + I_p$ if U_p is the ponderomotive energy associated with the input pulse intensity I and photon energy ω : $U_p = I/4\omega^2$ in atomic units.

Рис. 4.16

4.2-rel. Оптика релятивистских интенсивностей [1,3,4]

Основные определения и параметры:

1. Параметр, характеризующий лазерный импульс: отношение длины импульса $L_p = c \cdot \tau$ к несущей длине волны λ : $N = \frac{L_p}{\lambda}$. Релятивистский инвариант-определяет число длин волн на длине импульса.

2. Параметр, характеризующий отношение электрического поля в импульсе E к внутриатомному электрическому полю E_a .

Этот параметр особенно важен, если интенсивность импульса невелика и энергия кванта $\hbar\omega_0$ много меньше энергии связи электрона в атоме $-W_a$, так что поле волны взаимодействует со связанным электроном.

Электрическое поле в волне интенсивностью I есть

$$I = \frac{nc}{4\pi} E^2 \rightarrow E = \sqrt{4\pi I / c}.$$

Внутриатомное поле- поле на первой боровской орбите

$$\text{атома водорода: } E_a = e / a_b^2 = m_0^2 e^5 / \hbar^4,$$

где радиус орбиты $-a_b = \hbar^2 / m_0 e^2 \cong 5.3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$.

При этом энергия связи электрона, выраженная через боровский радиус, есть $-W_a = \hbar^2 / 2a_b^2 m_0$.

В тоже время энергии связи можно приписать некоторую характерную частоту $-W_a = \hbar\omega_a$,

откуда отношение энергии кванта к энергии связи можно

$$\text{представить в виде } \frac{\hbar\omega_0}{W_a} = \frac{\omega_0}{\omega_a} \leq 1.$$

Отношение электрического поля в волне к внутриатомному представляется соотношением

$$\frac{E_0}{E_a} = \frac{\hbar^4 E_0}{m_0^2 e^5}$$

Это отношение становится равным единице при интенсивности

$$I_1 = \frac{m_0^4 e^{10} c}{4\pi \hbar^8} \approx 10^{16} \text{ Вт / см}^2.$$

Электрическое поле в волне меньше

внутриатомного, $\frac{E_0}{E_a} = \frac{\hbar^4 E_0}{m_0^2 e^5} < 1,$

атом остается в связанном состоянии и воздействие на него поля волны можно рассчитывать по теории возмущения.

При этом, если электрическое поле меньше внутриатомного, потенциальный барьер в атоме за счет эффекта Штарка искажается и высота стенки потенциальной ямы уменьшается, часть электронов может покинуть ее туннелированием под барьером, что ведет к **туннельной ионизации атома.**

Одновременно с этим за счет уменьшения высоты потенциальной стенки, происходит уменьшение потенциала ионизации для электронов, оставшихся в яме.

Вероятность этого процесса была рассчитана Л.В.Келдышем

$$w = \omega_a \exp\left(-\frac{2W_b}{\hbar\omega_0} f(\gamma_k)\right)$$

где $\gamma_k = \frac{\sqrt{2m_0W_a}}{eE} \omega_0$ - параметр адиабатичности процесса (параметр Келдыша),

при этом, если $\gamma_k < 1$, то $f(\gamma_k) \approx \frac{2}{3} \gamma_k$ и, если $\gamma_k > 1$, то $f(\gamma_k) \approx \ln 2\gamma_k - 1/2$.

При достаточно сильном электрическом поле волны - $\gamma_k \sim 1$, вероятности процесса ионизации отвечает вероятность вырывания частицы постоянным электрическим полем:

$$w = 2\omega_a \left(\frac{E_a}{E}\right) \exp\left(-\frac{2E_a}{3E}\right).$$

Если электрическое поле в волне больше внутриатомного,

$$\frac{E_0}{E_a} = \frac{\hbar^4 E_0}{m_0^2 e^5} > 1,$$

потенциальная яма деформируется так, что основной энергетический уровень превышает значение потенциала ямы. Электрон теряет связь с атомом и покидает его, возникает плазма. Электрон в поле волны осциллирует с частотой волны, набирая энергию. Так как поле имеет не только положительный полупериод, но и отрицательный,

то существует достаточно большая вероятность его возвращения назад.

Следует отметить, что магнитное поле волны снижает вероятность возвращения электрона на прежнее место, но это становится существенным при наборе электроном релятивистской энергии. Оценки показывают, что такая надбарьерная ионизация может проходить за время порядка оптического периода волны.

В плазме амплитуда осцилляций электрона определяется величиной

$$r_e = \frac{eE_0}{m_0\omega_0^2},$$

из простого соотношения для $F_e = eE_0 \exp(i\omega_0 t) = m_0 \frac{dv_e}{dt}$,

скорость осцилляций электрона - v_e :

$$v_e = \int_t^t \frac{eE_0}{m_0} \exp(i\omega_0 t) dt = \left| \frac{eE_0}{m_0\omega_0} \right| \exp(i\omega_0 t),$$

если электрон вернулся в исходную позицию при $t=t'$, $r_e=0$,

то

$$r_e = \int_t^{t'} v dt = \frac{eE_0}{im_0\omega_0} \int \exp(i\omega_0 t) dt = \left| \frac{eE_0}{m_0\omega_0^2} \right|.$$

или

$$r_e = \frac{eE_0}{m_0\omega_0^2} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{v_e}{c} = \tilde{\lambda} \cdot a_0,$$

где a_0 - безразмерная амплитуда волны или нормированный векторный потенциал волны:

$$a_0 = \frac{p_e}{m_0 c} = \frac{m_0 v_e}{m_0 c} = \frac{eE}{m_0 c \omega_0}.$$

При $a_0 < 1$ ($\frac{v_e}{c} < 1$) электрон колеблется с амплитудой меньше, чем длина волны.

Энергия осцилляций электрона в поле волны будет определяться выражением

$$U_p = \frac{1}{2} \frac{p_e^2}{m_0} = \frac{1}{2} m_0 v_e^2 = \frac{e^2 E_0^2}{2 m_0 \omega_0^2}.$$

При $a_0 = 1$ скорость электрона сравнивается со скоростью света.

В этом случае для линейно поляризованного излучения интенсивность излучения можно представить в виде:

$$I_2 \left[\frac{Вт}{см^2} \right] = \frac{\pi}{2} (m_0 c^2) \frac{c \cdot a_0^2}{r_e \cdot \lambda_0^2} \approx 1.368 \cdot 10^{18} \cdot \frac{a_0^2}{\lambda_0^2 [мкм]}.$$

Релятивистский предел $a_0 = 1$ определяется интенсивностью в $1.368 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ для $\lambda_0 = 1 \text{ мкм}$.

Такого уровня интенсивность достигается при фокусировке линейно поляризованного излучения мощностью $\sim 1 \text{ ТВт}$ в пятно диаметром в 10 длин волн. При этом кинетическая энергия электрона в поле волны достигает энергии $\sim m_0 c^2$.

Таким образом, начиная с интенсивности $\sim 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ необходимо учитывать релятивистские эффекты.

Раздел оптики, рассматривающий распространение электромагнитных полей такой интенсивности, получил название **оптики релятивистских интенсивностей или оптики экстремальных интенсивностей**.

Оптика в релятивистском режиме

Когда безразмерный параметр $a_0 = \frac{m_0 v_e}{m_0 c} = \frac{eE}{m_0 c \omega_0} > 1$, скорость электрона сравнима со скоростью света и взаимодействие заряженных частиц с полем волны происходит в релятивистском режиме.

В основу рассмотрения особенностей динамики заряженных частиц в этом случае следует положить фундаментальный факт изменения поведения их под действием силы Лоренца.

В релятивистском пределе в выражении для силы Лоренца

$$\vec{F} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\vec{v} \times \vec{B}$$

второй, магнитный член становится сравним с электрическим, и в силе Лоренца проявляется составляющая, направленная по вектору распространения волны.

При этом колебание в поперечном k направлении пропорционально a_0 , а в вдоль k - a_0^2 .

Таким образом, различие между классическим и релятивистским режимами в оптике можно представить в виде проявления действия силы Лоренца на заряженную частицу:

- а)- классическая оптика,
- б)- релятивистская оптика.

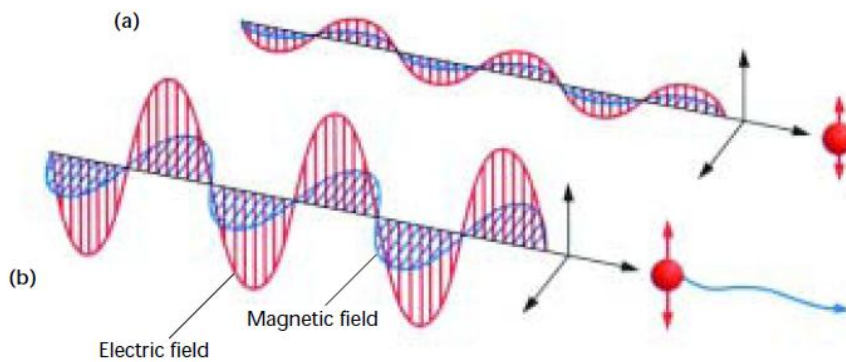


Рис.4.17.

Более последовательное рассмотрение релятивистского режим приводит к траектории электрона, сильно вытянутой вдоль направления распространения электромагнитной волны

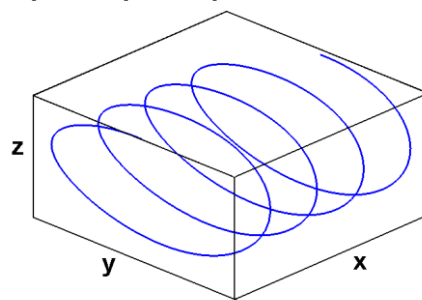


Рис.4.18

Траектория электрона в поле релятивистски-сильной электромагнитной волны,

Эффекты релятивистской оптики

Электронное релятивистское зеркало и релятивистский эффект Доплера

При релятивистских интенсивностях вещество превращается в плазму. Электроны плазмы колеблются с частотой электромагнитной волны, причем амплитуда колебаний- r_e , пропорциональная a_0 , в этом случае превышает длину

волны т.к. $r_e = \frac{eE_0}{m_0\omega_0^2} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{v_e}{c} = \tilde{\lambda} \cdot a_0$. Электрическое поле, появляющееся при

смещении электронов относительно ионов на расстояние r_e , в плазме плотностью n дается выражением

$$E = 4\pi n e r_e = 4\pi n \frac{e^2 E_0}{m_0 \omega_0^2}.$$

Эффективность взаимодействия электромагнитной волны с плазмой можно определить отношением данного поля к полю волны

$$\frac{4\pi n e^2}{m_0 \omega_0^2} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}$$

где $\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m_0}$ -плазменная частота.

Следует отметить, что плазма с концентрацией электронов больше критической- n_{cr} непрозрачна для излучения с частотой меньше плазменной частоты. Критическая электронная концентрация соответствует равенству

отношения $\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}$ единице: $n_{cr} = \frac{4\pi e^2}{m_0 \omega_0^2}$.

Расчеты формирования электронного плазменного зеркала с плотностью, равной $\sim 10^{20}-10^{22}$ см², показывают, что это становится возможным при взаимодействии мультитераваттного излучения предельно короткой длительности с тонкой алюминиевой фольгой. При этом за счет продольного ускорения электронного зеркала до релятивистских скоростей формируется релятивистское электронное зеркало, на котором возможна генерация доплеровского когерентного излучения релятивистского диапазона.

В сверхсильном поле происходит эффективное сжатие и ускорение фронтом электромагнитной волны релятивистской интенсивности слоя электронов, получаемого при ионизации тонкой металлической мишени, и формирование электронного зеркала, движущегося с релятивистской скоростью, рис. 1.

Это позволяет преобразовывать с высокой эффективностью частоту лазерного излучения на основе эффекта Доплера и получать направленное когерентное излучение высокой мощности в рентгеновском диапазоне. Принцип генерации рентгеновского излучения представлен на рис. 4.19-4.20.

Релятивистское зеркало

Зависимости гамма-фактора γ и плотности зеркала от времени приведены на рис.4.20.

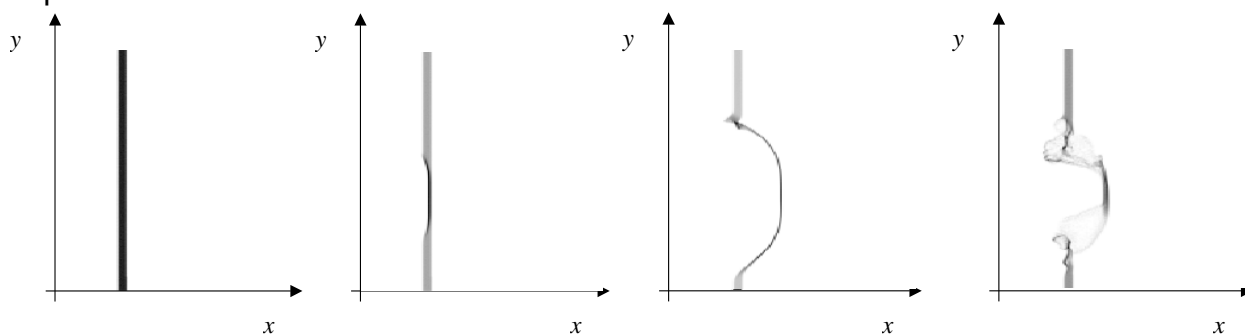


Рис.4.19.

Распределение плотности электронов в начальный момент (плотность слоя 10^{20} см^3) и через 10 фс и 20 фс при падении на слой излучения с длиной волны – 1 мкм, амплитудой – 1 Гаусс, шириной фронта – 5 мкм. Разрушение зеркала происходит на 40 фс.

Релятивистский эффект Доплера

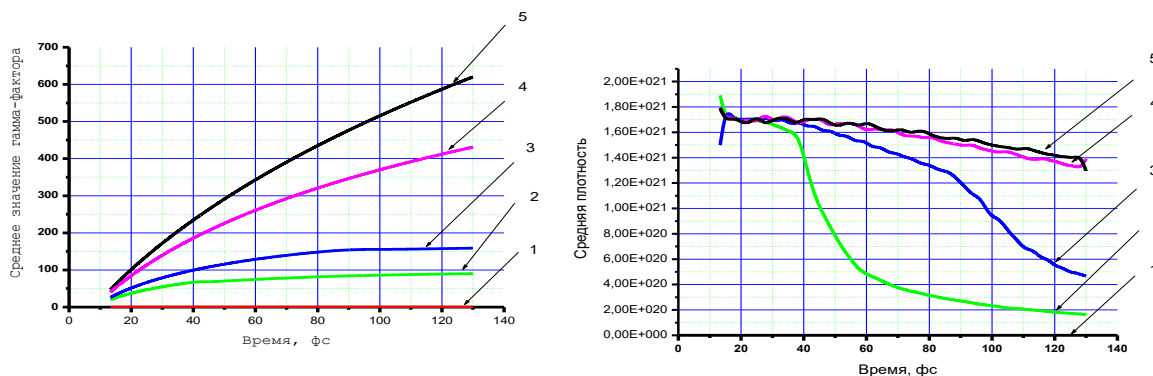
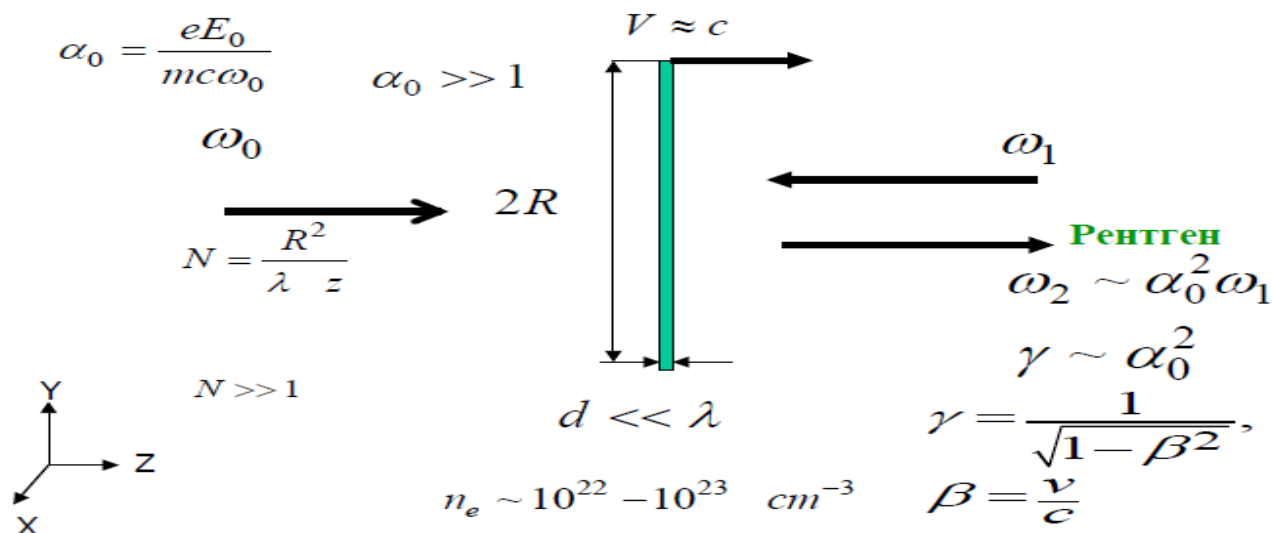


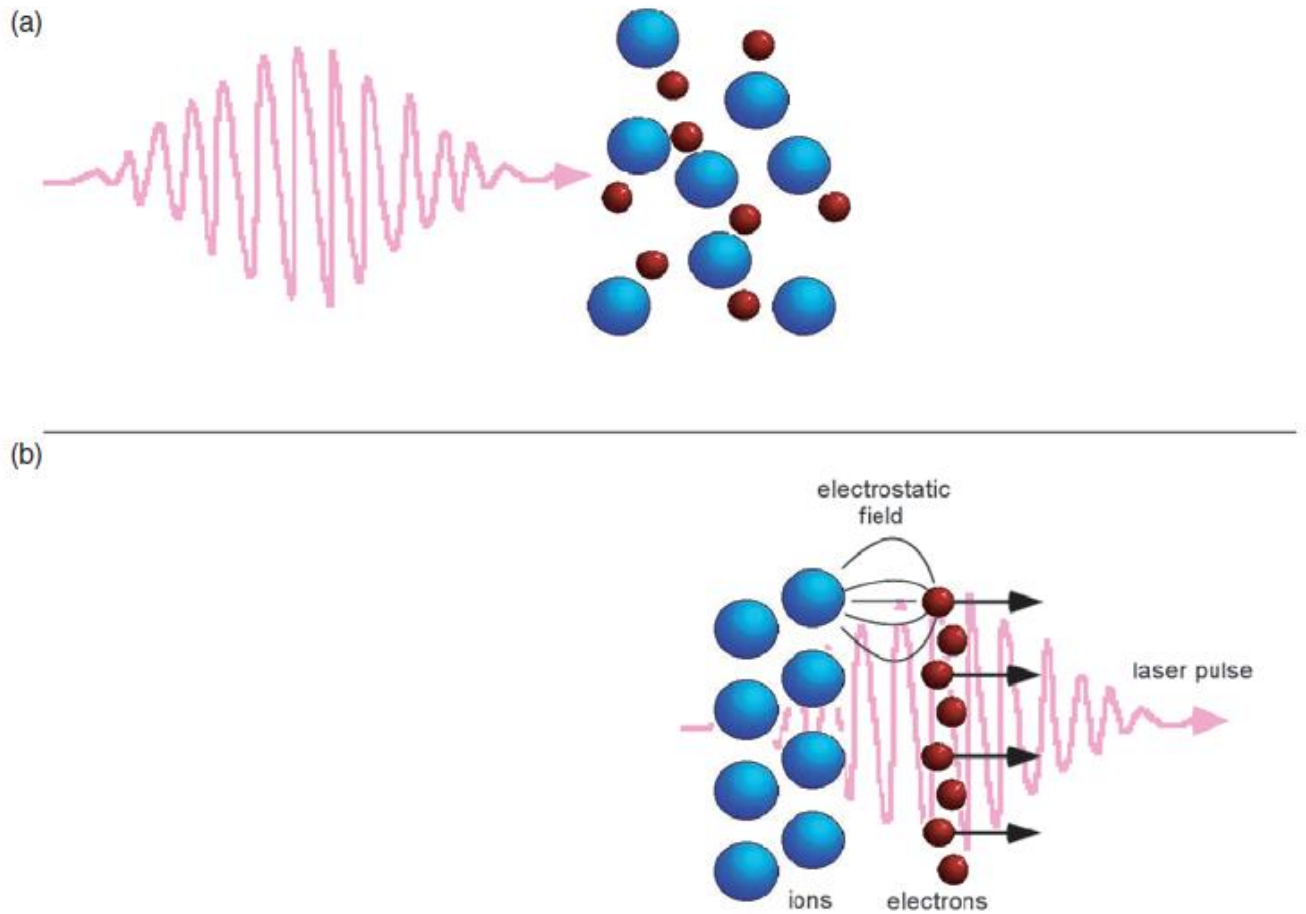
Рис. 4.20

Зависимости гамма-фактора и плотности зеркала от времени при амплитуде падающей волны 10^8 Гс (1); $5 \cdot 10^8 \text{ Гс}$ (2); 10^9 Гс (3), $5 \cdot 10^9 \text{ Гс}$ (4), 10^{10} Гс (5).

Релятивистское электронное зеркало сформируется при воздействии излучения мультитераваттной мощности на алюминиевую фольгу.

При использовании излучения с мощностью $\sim 100 \text{ ТВт}$ параметр γ не превышает величины ~ 10 , что соответствует коэффициенту трансформации частоты падающего излучения ~ 3000 . При мощности $1000 \text{ ТВт} = 1 \text{ ПВт}$, параметр γ достигает величины $\sim 100-200$, при этом коэффициент преобразования частоты возрастает до 10000 . Это соответствует преобразованию оптического излучения в излучение жесткого рентгеновского диапазона. При плотности мишени до 10^{21} см^3 и интенсивности излучения $\sim 10^{19}-10^{20} \text{ Вт/см}^2$ эффективность преобразования в рентгеновское излучение достигает $\sim 0.01-0.1\%$.

Релятивистское оптическое выпрямление, формирование кильватерной волны и ускорение электронов



4.21. Физика кильватерного ускорения.

Релятивистская самофокусировка

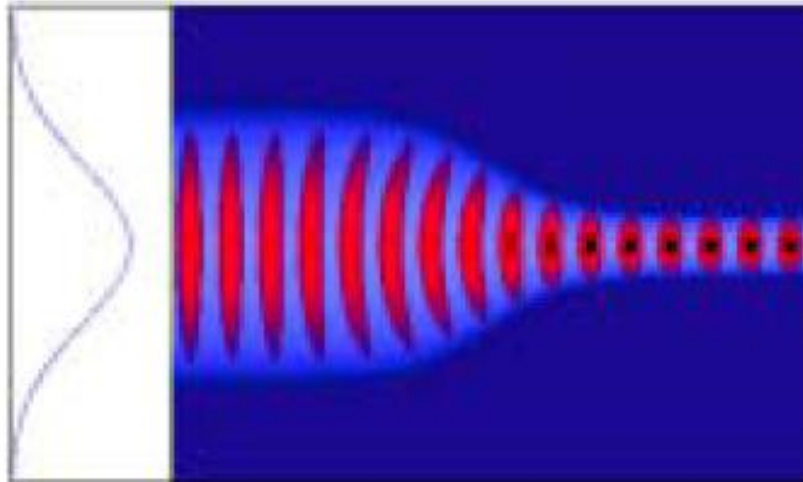


Рис.4.22.

Изменение показателя преломления в плазме за счет релятивистского эффекта:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \beta = \frac{v}{c} \quad \text{и} \quad \gamma^2 = 1 + a_0^2, \quad \omega_{p-rel}^2 = \frac{\omega_{p0}^2}{\gamma} = \frac{4\pi n e^2}{m_0} \frac{1}{\gamma}$$

$$V_{ph} = \frac{c}{n_{rel}} \quad n_{rel}^2 = 1 - \frac{\omega_{p-rel}^2}{\omega^2} \quad P_{cr-rel} = 17 \frac{\omega^2}{\omega_{p-rel}^2} [\text{ГВт}]$$

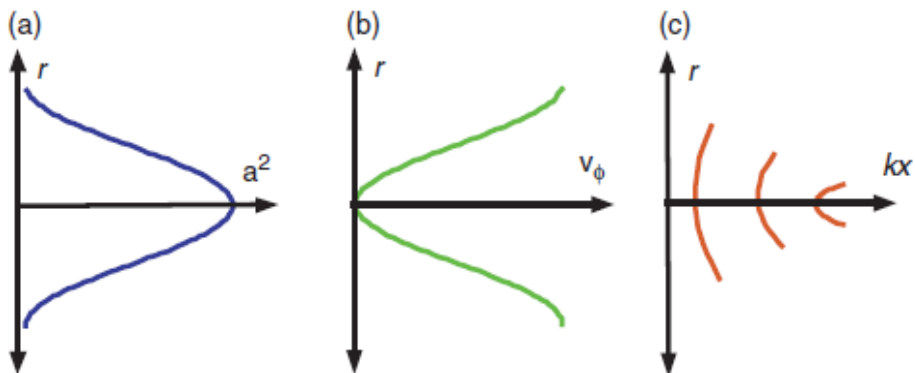
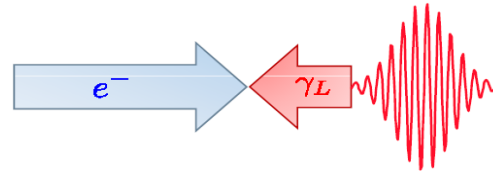


Рис.4.23. Механизмы релятивистской самофокусировки

Ультрарелятивистские оптические поля

Генерация гамма квантов: $e + n\gamma_L \rightarrow e' + \gamma$

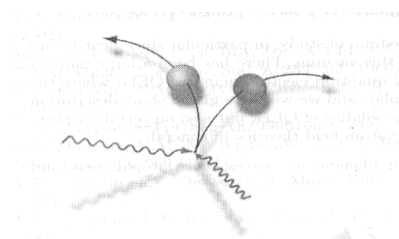
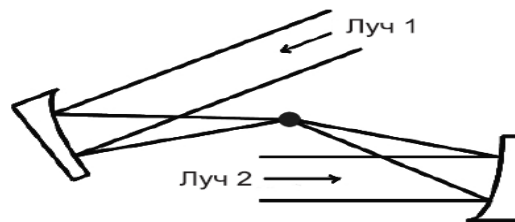


Эффекты квантовой электродинамики (КЭД) в экспериментах со встречными пучками ультрарелятивистской интенсивности:

- **двулучепреломление вакуума**,
- **рассеяние света на свете в вакууме и др.**

Швингерский предел

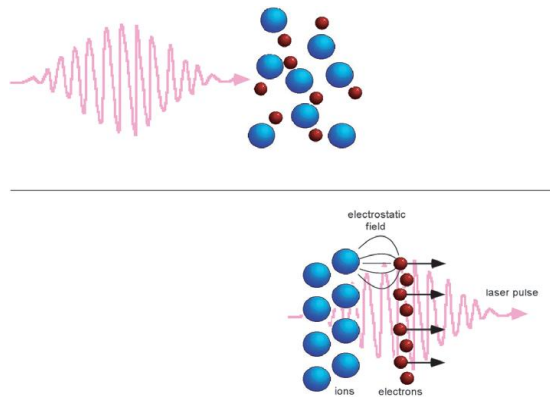
- **генерация электронно-позитронных пар ($\sim 10^{30}$ Вт/см²)**



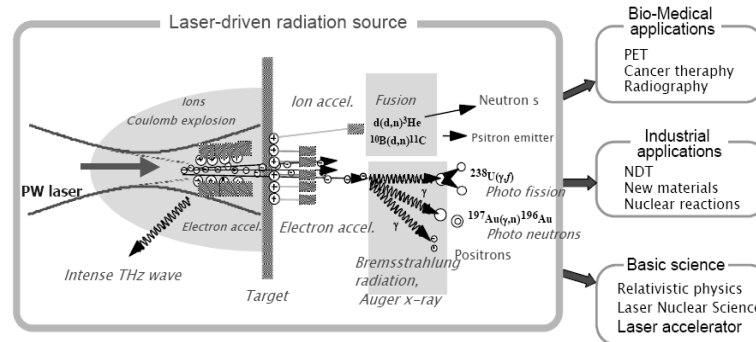
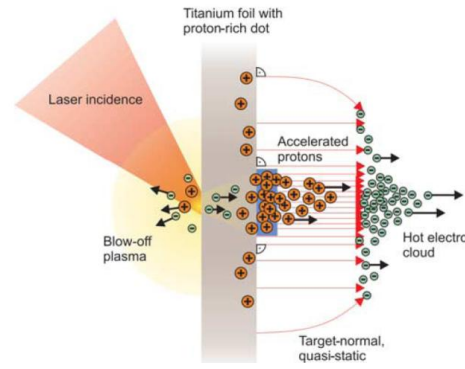


разработка методов ускорения заряженных частиц в поле мощного фемтосекундного лазерного излучения

Ускорение электронов



Ускорение ионов



Новые источники излучения и частиц и их применения

Рис.4.25.

Литература к разделу 4 rel.

1. T. Brabec, F. Krausz, *Intense few-cycle laser fields: frontiers in nonlinear optics*, Reviews of modern physics, v.72, p.545, 2000.
2. M. Nisoli, *Generation of HHG in few-optical-cycle regime*. Lecture, Villa Gualino, Italy, 2004.
3. G.A. Mourou, T. Tajima, S. Bulanov, *Optics in relativistic regime*, Review of modern physics, V.78, P.309, 2006.
4. С. В. Буланов, *Нелинейная электродинамика взаимодействия сверхмощного электромагнитного излучения с веществом*. Лекция МФТИ. Долгопрудный, 2007.