

УДАРНАЯ САМОИОНИЗАЦИЯ И САМОВОЗБУЖДЕНИЕ ЕДЕНИЧНОГО АТОМА В СУПЕРЯРКОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

В.В.Коробкин, М.Ю.Романовский

*Институт общей физики АН СССР
117942, Москва*

Поступила в редакцию 15 апреля 1991 г.

Теоретически исследуется процесс ударной самоионизации атома собственными электронами, осциллирующими в суперярком оптическом поле. Показано, что данный процесс преобладает над известными для широкого диапазона параметров излучения накачки.

Суперяркое лазерное поле (с интенсивностью $I \cong 10^{17}$ Вт/см²) производит мгновенную ионизацию одного или нескольких верхних электронов атома, находящегося в этом поле, а также сообщает электронам энергию осцилляций в несколько кэВ (скорости осцилляций нерелятивистские). Если в качестве мишени используются плотные газы, амплитуда осцилляций электронов в них может быть больше длины свободного пробега, результатом чего являются электрон-ионные соударения, стимулированные внешним лазерным полем. Так как налетающие электроны имеют большую кинетическую энергию, они производят дальнейшую ударную ионизацию и возбуждение среды ¹⁻³. В случае лазерных импульсов с длительностью меньшей времени электрон-ионной релаксации ионы можно считать холодными. В процессе возбуждения может возникать инверсия и подобная схема перспективна для создания рентгеновских и УФ-лазеров нового типа.

В достаточно разреженном газе соударения электронов с "чужими" ионами невозможно. Считается, что в этом случае в газе должны наблюдаться только многофотонные ионизация и возбуждение. Имеющиеся работы также показывают перспективность этого механизма для создания активной среды рентгеновских и УФ-лазеров ^{4,5}. Однако даже в разреженных газах этот процесс ионизации и возбуждения не является единственным. Электроны, образовавшиеся в результате надпороговой ионизации данного атома, в разреженных газах сразу не покидают его окрестности и совершают свои осцилляции в лазерном поле вблизи "своего" атомного остатка. Движение электрона складывается из трех частей - осцилляционной за счет действия поля, поступательной, которую он приобретает при ионизации, и движения, возникающего из-за притяжения атомным остатком. Если в результате ионизации освобожден только один электрон, вторая составляющая всегда определит в конечном счете уход электрона от "своего" иона. Если же происходит последовательная ионизация нескольких электронов, то по мере ионизации увеличивается заряд образовавшегося иона. Это приводит к тому, что первые из образовавшихся электронов теперь оказываются связанными и траектории их движения будут в течение определенного времени ограничены областью вблизи иона. Вследствие наличия сильного лазерного поля электроны будут совершать колебательное движение вблизи иона. Скорость, с которой они будут пролетать вблизи иона, зависит от фазы поля в момент образования электрона. Если электрон образовался в момент времени, соответствующий максимуму поля, то его движение относительно иона будет симметричным, а его скорость при пролете вблизи иона будет максимальной. В этом случае возможны ионизация и возбуждение иона. Если же электрон образовался вблизи минимума поля, то

его движение относительно иона будет асимметричным и его скорость пролета около иона будет сравнительно небольшой. При больших интенсивностях поля может образоваться несколько электронов, колеблющихся в окрестности одного многозарядного иона.

Примем, что электрон под номером k колеблется вдоль оси x и его движение (в пренебрежении кулоновским взаимодействием) описывается выражением

$$x_k = A \sin \omega t + x_k,$$

где A - амплитуда колебаний, x_k - центр симметрии колебаний данного электрона, который в общем случае не совпадает с положением иона x_0 .

Вследствие электрон-электронного взаимодействия сравнительно быстро будет происходить смещение центров колебаний электронов относительно иона, что, естественно, изменит скорость пролета этого электрона вблизи иона. Обозначим через δ измерение за период величины $x_0 - x_k$. Величина δ определяется выражением

$$\delta/A = (\pi^2 Z^2 m^2 \omega^4 / e E_m^3)^{1/3}, \quad (1)$$

и может составлять значительную долю величины A . В выражении (1) Z - заряд иона, e и m - заряд и масса электрона, ω и E_m - частота и максимальное значение поля накачки. Оценим величину δ/A . При $E_m = 5 \cdot 10^9$ В/см (интенсивность излучения $I = 3,3 \cdot 10^{16}$ Вт/см²), $\omega = 8 \cdot 10^{15}$ с⁻¹ ($\lambda = 0,248$ мк - длина волны излучения КгF-лазера) и $Z = 2$ имеем $\delta/A \approx 0,4$. Это означает, что за несколько периодов колебаний скорость в момент пролета электрона мимо иона может измениться с максимальной на минимальную и наоборот, поэтому "стохастизация" этой пролетной скорости может считаться мгновенной. Функция распределения скорости электронов при пролете "вблизи" иона устанавливается быстро и совпадает в силу вышеизложенного с функцией распределения электронов по скоростям в момент соударения (случай изначально плотных газов, ³):

$$f(v) = 2/\pi(1 - v^2/v_m^2)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь $v_m = eE_m/m\omega$.

Рассчитаем теперь скорости ионизации и возбуждения отдельного иона. Эти скорости равняются количеству соударений в единицу времени, умноженную на вероятность соответствующего процесса. Количество соударений есть $2Z/T$ ($T = 2\pi/\omega$ - период излучения лазера накачки). Вероятность процесса есть отношение соответствующего сечения к площади круга, радиус которого - характерное полетное (возле иона) расстояние электрона.

В случае циркулярно-поляризованного излучения накачки (или не очень сильно вытянутого эллипса поляризации) ион смещается в центр эллипса и пролетное расстояние будет порядка амплитуды осцилляции, т.е. весьма большим. Рассматриваемые процессы возможны и в этом случае (происходят так называемые далекие соударения ⁶), однако очевидно, что вероятность их будет маленькой - порядка $\sigma^2 m^2 \omega^4 / e^2 E_m^2$ (σ - сечение рассматриваемого процесса).

Ситуация меняется в случае линейной поляризации. Здесь пролетное расстояние ρ определяется уже только кулоновским взаимодействием электронов и иона: $\rho = T v_{\perp} / 4$. Здесь v_{\perp} - поперечная вектору поля скорость рассматриваемого электрона. В первом приближении $m v_{\perp}^2 / 2 = Z e^2 / \rho$,

$$\rho = (Z e^2 T^2 / 8m)^{1/3}. \quad (3)$$

Скорости процессов $Z+1$ ионизации и соответствующего возбуждения W суть:

$$W = \frac{8Z^{1/3}m^{2/3} \langle \sigma \rangle}{\pi e^{4/3} T^{1/3}}. \quad (4)$$

Здесь усреднение σ проведено с функцией (2).

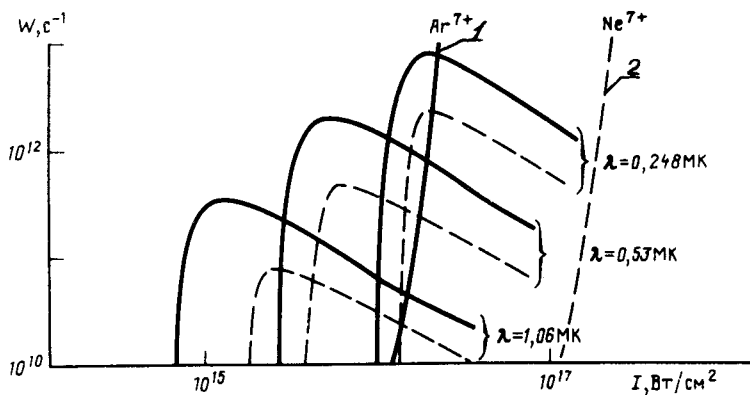


Рис. 1. Зависимость скоростей образования семикратно-заряженных ионов от интенсивности лазерного излучения накачки (λ - параметр). Сплошные линии - Ar^{7+} . Линии 1 и 2 - данные ⁴

Для количественных оценок скорости многократной ионизации атома воспользуемся формулой Томсона для сечения. На рисунке показаны зависимости скоростей получения семикратно-ионизованных Ar и Ne в сравнении со скоростью многофотонной ионизации ⁴.

Таким образом, многофотонная ионизация (и возбуждение) преобладает для накачивающего излучения видимого и инфракрасного диапазонов с циркулярной поляризацией. При накачке лазерами с линейно-поляризованным излучением синего, фиолетового и УФ-диапазонов преобладающим механизмом ионизации будет ударный. Следует, правда, учитывать, что первые два электрона при рассмотренных в оценках интенсивностях излучения появляются все же за счет многофотонной ионизации (так как канал классической надпороговой ионизации закрыт), а ударный механизм включается после.

Литература

1. Коробкин В.В., Романовский М.Ю. Изв. АН СССР, сер.физ., 1989, 53, 804.
2. Romanovsky M.Yu., Sabirov L. In book of Proceedings of the International Symposium "Short wavelength lasers and their application", NY, 1991, (in press).
3. Romanovsky M.Yu., Knyazev I.N., Korobkin V.V. ibid.
4. Burnett N.B., Corcum P.B. Journ. Opt. Soc. Am. A, 1989, 6, 1195.
5. Burnett N.H., Enright G.D. IEEE J. Quantum Electron. 1991 (in press).
6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 832.