

НАДПороговая Ионизация и Процессы Перерасеяния

С. П. ГОРЕСЛАВСКИЙ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

ABOVE-THRESHOLD IONIZATION AND THE RESCATTERING PROCESSES

New developments in physics of atom ionization by strong laser fields are discussed. The effects due to the interaction of ionized electrons with their parent ions are described in the frame of a "simple-man" approach.

Обсуждаются новые аспекты физики ионизации атомов сильным лазерным полем. В изложении "для чайников" описаны эффекты, обусловленные взаимодействием ионизованных электронов с родительским ионом.

ВВЕДЕНИЕ

Известное более ста лет явление ионизации атомов и молекул под действием светового излучения — фотоэффект активно исследуется и в настоящее время. Основная причина в том, что наблюдаемые закономерности этого явления существенным образом зависят от свойств излучения: его частоты и главным образом интенсивности.

Обновление физической картины фотоэффекта началось с появлением лазеров, генерирующие световые потоки, на много порядков превышающие интенсивность традиционных источников. Картина приобрела качественно новые черты, становилась более разнообразной по мере того, как росли имеющиеся в распоряжении экспериментаторов интенсивности и совершенствовалась техника измерений.

В "Соросовском Образовательном Журнале" (СОЖ) опубликованы статьи, обсуждающие различные аспекты физики нелинейного взаимодействия лазерного излучения с атомами и молекулами, в том числе и качественно новые закономерности фотоэффекта [1–4]. Читателю было бы полезно познакомиться с этими публикациями перед чтением настоящей статьи, поскольку здесь речь пойдет о дальнейшей эволюции физической картины фотоэффекта.

Конспективно напомним основные положения и сложившуюся в этом круге проблем терминологию.

В процессе ионизации первоначально нейтральный атом превращается в ион и свободный электрон. Согласно квантовой теории связанные (локализованные) в атоме состояния электрона возможны только для дискретного спектра отрицательных энергий. Спектр делокализованных состояний свободного электрона непрерывный и заполняет область положительных энергий. С этой точки зрения при ионизации электрон совершает квантовый переход из дискретного в непрерывный спектр (в континуум). Необходимую для перехода энергию электрон получает поглощая фотоны (кванты) лазерного излучения.

www.issep.rssi.ru

При низких интенсивностях обычных (не лазерных) источников света, наблюдается только однофотонная ионизация, то есть переход с поглощением одного фотона. В этом случае энергия поглощаемого фотона должна быть больше энергии связи (потенциала ионизации) электрона в атоме.

Появление первых лазеров позволило наблюдать **многофотонную ионизацию** – процесс, в котором электрон одновременно поглощает несколько фотонов и переходит в континуум. Энергии фотонов существующих лазеров меньше потенциалов ионизации атомов, поэтому ионизация атомов лазерным излучением всегда многофотонная. **Пороговое** (минимальное) число фотонов N , которое электрон должен поглотить для перехода в континуум, определяется отношением потенциала ионизации атома I к энергии фотона:

$$N = \left[\frac{I}{\hbar\omega} \right] + 1,$$

где $[x]$ – целая часть числа x . К примеру, эксперименты, о которых пойдет речь в настоящей статье, обычно выполняются на благородных газах с излучением Nd- и титан-сапфировых (Ti : Sa)-лазеров, кванты которых имеют энергию 1,16 и 1,55 эВ соответственно. Потенциалы ионизации атомов изменяются от 12,13 эВ у ксенона до 24,58 эВ у гелия. В случае Ti : Sa-лазера N для гелия и $N = 8$ для ксенона. Пока интенсивность лазерного излучения J не слишком высока, выход ионов из мишени пропорционален J^N .

Теоретическая работа Л.В. Келдыша [5], опубликованная в 1964 г., значительно опередила возможности эксперимента своего времени. Было предсказано, что в процессе ионизации атомов лазерными полями высокой интенсивности электроны могут поглощать больше фотонов, чем минимально необходимо для перехода в континуум. Образующийся при этом энергетический спектр электронов состоит из последовательности пиков, отстоящих на энергию фотона. Этот эффект получил название **надпороговой ионизации**. Первое экспериментальное подтверждение эффекта получено группой Агостини (P. Agostini) в 1979 г. Наблюдалось всего два максимума в энергетическом спектре фотоэлектронов. Один из них относился к пороговому каналу, а второй свидетельствовал о поглощении избыточного кванта.

В работе [5] было показано, что вероятность n -фотонной ионизации атома с энергией связи I переменным лазерным полем меняет свой вид в зависимости от величины параметра γ , определяемого соотношением

$$\gamma^2 = \frac{I}{2U_p}. \quad (1)$$

Здесь $U_p = \frac{F^2}{4\omega^2}$ – средняя по оптическому периоду энергия колебаний электрона в линейно поляризованном лазерном поле с амплитудой F и частотой ω , которую часто называют пондеромоторным потенциалом (атомные единицы поясняются в конце введения). При $\gamma > 1$, то есть в случае относительно слабых полей и высоких частот, зависимость близка к степенной, $\omega_n \propto F^{2n}$, что соответствует картине одновременного поглощения n квантов. В противоположном случае относительно сильных полей и низких частот, когда $\gamma < 1$, вероятность ионизации оказывается пропорциональной вероятности туннелирования электрона через потенциальный барьер, образованный совместно атомным и лазерным полями (см. ниже рис. 3). Поэтому говорят о **многофотонном** ($\gamma > 1$) и **туннельном** ($\gamma < 1$) **режимах ионизации** и формирования спектра электронов.

Ключевое предположение работы [5], позволившее в замкнутой аналитической форме сформулировать квантовую теорию ионизации сильным лазерным полем, заключается в том, что точно учитывается действие лазерного поля на электрон в континууме, но при этом полностью игнорируется влияние родительского иона. Квантовая теория дает спектр, непосредственно измеряемый на опыте. Потому модель [5] соответствует картине (сценарию) “прямой ионизации” – из связанного состояния под действием поля “прямо” в детектор.

За экспериментом Агостини последовала лавина работ, выполненных многими научными группами из разных стран, в которых изучалась форма спектра надпороговой ионизации: зависимость числа пиков от интенсивности, соотношение их высот, угловые распределения и т.д. В процессе исследований были обнаружены свойства надпороговой ионизации, а также новые нелинейно–оптические явления, которые не укладываются в картину прямой ионизации. Оказалось, что для объяснения новых экспериментальных фактов необходимо учесть взаимодействие ионизованного электрона с родительским ионом. За совокупностью процессов, обусловленных этим взаимодействием, закрепился термин “**процессы перерасеяния**”, смысл которого будет понятен из дальнейшего изложения.

Для процессов перерасеяния была построена квантовая теория (модифицированная модель Келдыша), в которой за нулевое приближение принимается волновая функция, рассчитанная в модели Келдыша [5] и как малое возмущение учитывается взаимодействие электрона с атомным остатком.

Наряду с квантовой теорией широкое распространение, особенно при анализе экспериментальных данных, получила **полуклассическая модель**. Изначально

она была сформулирована как самостоятельная модель, но позднее было показано [6], что все ее соотношения можно вывести с помощью математических преобразований из модифицированной модели Кельдыша. Полуклассическая модель не только дает предельно простое и наглядное представление о механизме процессов перерассеяния, но и позволяет количественно рассчитать важнейшие характеристики наблюдаемых спектров в прекрасном согласии с квантовой теорией и экспериментом. Необходимые вычисления вполне по силам школьникам старших классов и включают красивый пример графического анализа и численного решения трансцендентного уравнения.

План дальнейшего изложения: во втором разделе статьи описаны экспериментальные данные, а третий посвящен их интерпретации в рамках полуклассической модели процессов перерассеяния.

В статье принята атомная система единиц, в которой удобнее всего писать формулы и проводить вычисления: $e = m = \hbar = 1$, где e – заряд электрона, m – его масса, \hbar – постоянная Планка. В этой системе: единица энергии 27,2 эВ, единица длины – $0,53 \cdot 10^{-8}$ см, единица напряженности поля $5 \cdot 10^9$ В/см. По сложившейся традиции, в литературе для излучения указывают интенсивность в Вт/см² и длину волны в нанометрах (1 нм = 10^{-9} м). Энергия фотона и ponderomotorный потенциал в электрон-вольтах получаются из соотношений $\omega(\text{эВ}) = \frac{1240}{\lambda(\text{нм})}$ и $U_p(\text{эВ}) = 1,43 \cdot 10^{-13} J(\text{Вт/см}^2) \omega^{-2}(\text{эВ})$ и более легко пересчитываются в атомную систему единиц.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ФАКТЫ

Надпороговая ионизация исследуется в диапазоне интенсивностей $10^{12} - 10^{16}$ Вт/см². В течение достаточно долгого времени эксперименты проводили в многофотонном режиме. Попытки выполнить наблюдение при более высокой интенсивности, обеспечивающей условие $\gamma < 1$, наталкивались на принципиальную трудность. Дело в том, что эксперименты проводили с лазерными импульсами пикосекундной длительности (1 пс = 10^{-12} с). В этом случае все атомы в мишени оказывались ионизованными уже на фронте импульса, еще до того, как интенсивность достигнет значений соответствующих $\gamma < 1$. Решение проблемы пришло с созданием лазерных систем, генерирующих импульсы с длительностью несколько десятков фемтосекунд (1 фс = 10^{-15} с). В таких ультракоротких импульсах большинство атомов мишени остаются нейтральными до прибытия его центральной, наиболее интенсивной части.

Новые лазерные системы обладают еще одним важным достоинством: ультракороткие импульсы сле-

дуют один за другим с интервалом меньше 10^{-3} с. Такая высокая частота повторения измерений позволяет за разумно приемлемое время эксперимента набрать надежную статистику редких, происходящих с очень малой вероятностью событий. В некоторых экспериментах регистрируемый электронный сигнал менялся на 10–12 порядков.

Результаты большого числа экспериментов показали, что спектры надпороговой ионизации различных атомов имеют универсальную структуру, характеристики которой определяются главным образом лазерным полем. Типичная картина спектра показана на рис. 1. Спектр состоит из пиков, отстоящих на энергию фотона. Высота пиков, то есть количество регистрируемых электронов, сначала быстро убывает с увеличением энергии электрона. В районе энергии $2U_p$ убывание резко замедляется и дальше спектр убывает очень медленно. Этот протяженный участок получил название высокоэнергетического плато надпороговой ионизации. Плато резко обрывается около энергии $10U_p$.

Наряду с электронными спектрами изучался спектр электромагнитного излучения из газообразной мишени, облучаемой теми же лазерными импульсами, с которыми наблюдалась надпороговая ионизация. Было найдено, что спектр излучения состоит из большого числа нечетных гармоник лазерной частоты $\Omega_{2k+1} = (2k + 1)\omega$. Зарегистрированы гармоники вплоть до трехсотой. Это явление получило название **генерации высоких гармоник**. Оказалось, что в спектре гармоник тоже имеется плато: интенсивность первых гармоник быстро убывает с увеличением номера, но начиная с

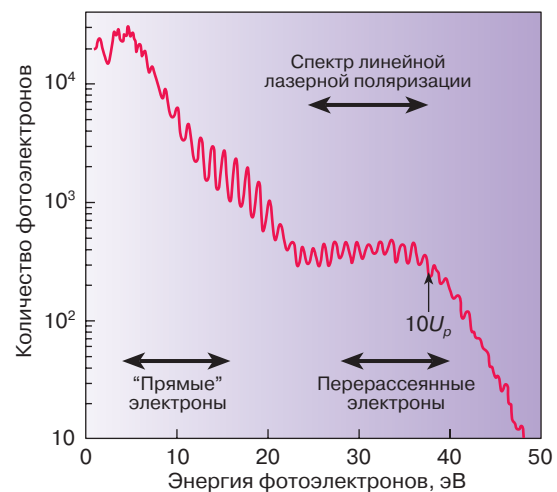


Рис. 1. Экспериментальный спектр надпороговой ионизации в ксеноне. Интенсивность излучения ($Ti : Sa$)-лазера $6 \cdot 10^{13}$ Вт/см², длительность импульса 40 фс <http://faculty.physics.tamu.edu/ggp/>

некоторого номера интенсивности гармоник имеют сравнимую величину. Этот участок спектра простирается вплоть до четко выраженной верхней границы

$$\Omega_{\max} = 3,17 U_p + I. \quad (2)$$

Излучение с частотами $\Omega_k > \Omega_{\max}$ сильно подавлено.

Помимо надпороговой ионизации и генерации высоких гармоник еще изучали образование двукратно заряженных ионов при облучении лазерными импульсами разреженного газа. Благодаря низкой плотности мишени ионы могли появиться только в результате прямого воздействия лазерного поля. Естественным было предположение, что ионы A^{++} образуются в результате каскада: сначала нейтральный атом A , поглощая кванты, превращается в ион A^+ ; потом аналогичным образом происходит превращение $A^+ \rightarrow A^{++}$. Однако измерения показали, что при не слишком больших интенсивностях это не так. Как видно на рис. 2, количество образующихся ионов A^{++} на 4–5 порядков больше того, что предсказывает каскадная схема. Эффект появления большого числа двухзарядных ионов получил название **некаскадной** (коррелированной) двойной ионизации.

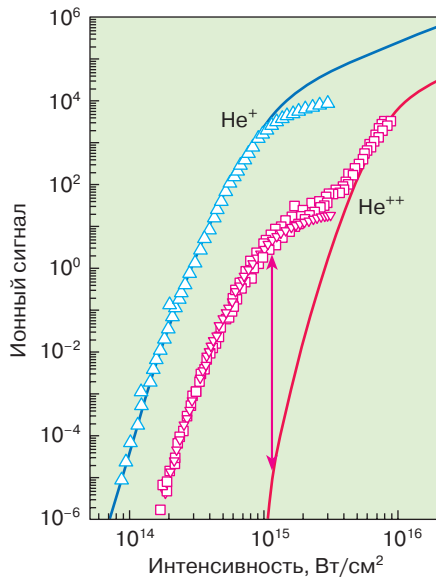


Рис. 2. Выход одно- и двукратных ионов гелия из газообразной мишени в зависимости от интенсивности излучения $Ti : Sa$ лазера. Вертикальная стрелка показывает отличие каскадной теории от эксперимента (из работы: Walker et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 1227–1231)

ПОЛУКЛАССИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Свободный электрон

Обсуждение теоретической модели, объясняющей совокупность экспериментальных сведений, начнем с задачи о свободном электроде в линейно поляризованном лазерном поле $F \sin \omega t$. Ниже всюду речь будет идти о движении вдоль направления поляризации поля. Интегрируя уравнение Ньютона $\dot{v} = F \sin \omega t$ и обозначая постоянную интегрирования буквой v , находим скорость

$$v(t) = -\frac{F}{\omega} \cos \omega t + v. \quad (3)$$

Следовательно, движение электрона в лазерном поле складывается из периодических колебаний и дрейфа, то есть поступательного перемещения с постоянной скоростью v . В конкретных задачах постоянная интегрирования определяется из начальных условий.

Среднее за период поля $T = \frac{2\pi}{\omega}$ значение кинетической энергии электрона, находящегося в лазерном поле,

$$\langle \frac{v^2(t)}{2} \rangle = \mathcal{E} + U_p, \quad (4)$$

где $\mathcal{E} = \frac{v^2}{2}$ — кинетическая энергия дрейфового движения, а U_p — введенный выше пондеромоторный потенциал.

Выражения (3) и (4) получены в предположении, что амплитуда поля F постоянна, то есть лазерное поле представляет собой бесконечно длинную во времени монохроматическую волну. Фактически эти формулы сохраняют силу и в случае лазерных импульсов, имеющих конечную длительность τ_L , при условии, что за время импульса поле успевает совершить большое число колебаний, $\omega \tau_L \gg 1$. Возникающие при этом поправки имеют относительную величину порядка $\frac{1}{\omega \tau_L} \ll 1$ и ими можно пренебречь. В случае лазерного импульса в формулах нужно произвести замену $F \rightarrow F f(t)$. Огибающая $f(t)$, например $f(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_L^2}\right)$, в максимуме импульса принимает значение $f(0) = 1$ и обращается в нуль при $t \rightarrow \pm \infty$ (то есть вне промежутка τ_L).

Действие фемтосекундных лазерных импульсов на электрон очень быстро прекращается. Этому соответствует обращение в нуль первого слагаемого в (3) из-за стремления к нулю огибающей поля. После выключения поля электрон движется с постоянной скоростью v

до тех пор, пока не попадет в регистрирующий прибор (детектор). Важный для обсуждения процессов взаимодействия электрона с короткими лазерными импульсами вывод: экспериментально наблюдаемой величиной является кинетическая энергия (скорость) дрейфового движения.

ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Все в той же работе Л.В. Келдыша [5] было показано, что при ионизации сильными лазерными полями нужно модифицировать закон сохранения энергии. Если поглощается n квантов, их энергия $n\omega$ расходуется на то, чтобы преодолеть потенциал ионизации и сообщить электрону энергию (4), которую он должен иметь, находясь в лазерном поле:

$$\mathcal{E} = n\omega - I - U_p. \quad (5)$$

Теперь пороговое число квантов N зависит не только от потенциала ионизации, но и от интенсивности. Электрон, поглотивший N квантов, имеет энергию $0 < \mathcal{E}_0 = N\omega - I - U_p < \omega$. С увеличением интенсивности растет U_p , а энергия \mathcal{E}_0 уменьшается и при некоторой интенсивности обратится в нуль. Это значит, что при еще чуть большей интенсивности N -фотонная ионизация становится невозможной и пороговым станет канал с поглощением $N + 1$ квантов. В очень слабых полях, когда $U_p \ll \omega$, пондеромоторный потенциал в законе сохранения энергии можно не учитывать и N определяется только потенциалом ионизации.

ПРЯМАЯ ИОНИЗАЦИЯ

Рассмотрим полуклассическую модель прямой ионизации. Основная идея состоит в том, что единый с точки зрения квантовой теории процесс перехода электрона из связанного состояния в регистрирующий прибор делится на две стадии: квантовое туннелирование и последующее движение по классической траектории в лазерном поле на пути к детектору.

На первой стадии электрон в некоторый момент оптического периода t_0 быстро туннелирует через потенциальный барьер, создаваемый лазерным полем (рис. 3) и покидает атом. Определение “быстро” – подразумевает, что за время туннелирования лазерное поле не успевает измениться и поэтому вероятность туннелирования в момент t_0 будет такой же, как в статическом поле с напряженностью, равной мгновенному значению лазерного поля:

$$w(t) \propto \exp\left(-\frac{2F_a}{3F|\sin\omega t_0}\right). \quad (6)$$

Здесь $F_a = (2I)^{3/2}$ – характерное атомное поле для связанного состояния с потенциалом ионизации I . Фор-

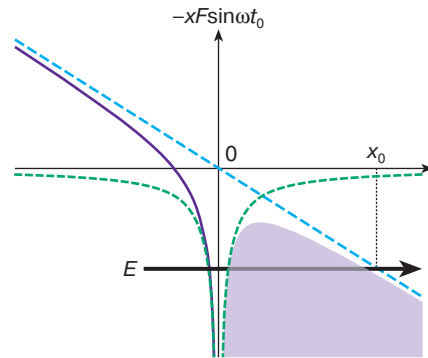


Рис. 3. Туннелирование электрона с атомного уровня $F = -I$ в переменном электрическом поле. Фиолетовая линия показывает потенциальную энергию электрона в момент времени t_0 . Она равна сумме потенциальных энергий в атоме при отсутствии поля (зеленый цвет) и в электрическом поле (голубой цвет). Наклон голубой линии меняется во времени. Картина через половину периода получается отражением относительно вертикальной оси

мула применима при выполнении условия $F \ll F_a$. Величина F_a порядка атомной единицы напряженности поля.

В точке выхода из барьера x_0 кинетическая энергия электрона равна нулю (поскольку его полная энергия $E = -I$ равна потенциальной энергии). Следовательно, в тот момент, когда электрон покидает атом, его скорость равна нулю – это начальное условие для второй стадии.

Обращаясь ко второй стадии, заметим, что минимальное расстояние точки выхода из барьера велико по сравнению с размерами атома, $x_0 = \frac{I}{F} \gg 1$. Поэтому можно не учитывать влияние атомного остатка на освобожденный электрон и рассчитывать его движение в лазерном поле с помощью формулы (3), относящейся к свободному электрону:

$$v(t) = -\frac{F}{\omega} \cos\omega t + \frac{F}{\omega} \cos\omega t_0. \quad (7)$$

Чтобы удовлетворить начальному условию $v(t_0) = 0$, постоянная интегрирования (дрейфовая скорость) выбрана в виде $v = \frac{F}{\omega} \cos\omega t_0$. Именно эта скорость или соответствующая ей кинетическая энергия

$$\mathcal{E} = \frac{v^2}{2} = 2U_p \cos^2\omega t_0 \quad (8)$$

будут измерены, когда электрон попадет в детектор. Регистрируемая энергия электрона зависит от того, в

какой момент времени произошло туннелирование, и ограничена сверху величиной $2U_p$.

Если из (8) найти $\sin \omega t_0$ как функцию энергии \mathcal{E} и подставить его в (6), получится явный вид распределения ионизированных электронов по энергиям:

$$w(\mathcal{E}) \propto \exp\left(-\frac{2F_a}{3F\sqrt{1-\mathcal{E}/2U_p}}\right). \quad (9)$$

Такая же экспонента получается в туннельном пределе и из квантовой теории. Непрерывное распределение (9) представляет собой огибающую системы дискретных пиков, разрешенных законом сохранения энергии (5).

Максимум распределения (9) приходится на малые энергии и, поскольку $\frac{F_a}{F} \gg 1$, распределение быстро убывает с ростом \mathcal{E} , что хорошо согласуется с начальным участком экспериментального спектра на рис. 1. Таким образом, двухступенчатая модель наглядно демонстрирует, что механизм “прямой” ионизации под действием лазерного поля формирует участок спектра фотоэлектронов ниже $2U_p$.

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕРАССЕЙЯНИЯ

Присмотримся внимательнее к движению электрона сразу после ионизации. Электрическое поле, создавшее проницаемый потенциальный барьер, продолжает ускорять освобожденный электрон и относит его от родительского иона. Однако, когда направление поля изменится, ускорение будет происходить в обратном направлении. Ниже будет показано, что половина ионизированных электронов не возвращается к иону. Для них взаимодействием с ионом можно пренебречь, и их вклад в формирование спектра описывается сценарием прямой ионизации. Из тех электронов, которые возвращаются к иону, подавляющее большинство упруго (без изменения энергии) рассеивается на небольшие углы. Их последующее движение остается близким к тому, каким оно было бы при отсутствии столкновения с родительским ионом, и поэтому регистрируются они с энергиями ниже $2U_p$. Таким образом, сценарий прямой ионизации оправдан для большей части освобожденных электронов.

Однако в тех случаях, когда электрон возвращается к иону, с малой вероятностью могут произойти процессы, условно показанные на рис. 4.

Электрон может рекомбинировать в исходное связанное состояние, излучив при этом один фотон с энергией Ω (излучение нескольких фотонов маловероятно). Тогда из закона сохранения энергии для этого процесса следует, что излученный фотон должен иметь энергию, равную сумме энергии связи атома и кинети-

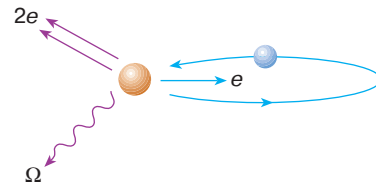


Рис. 4. Схематическое изображение процессов перерасеяния (взаимодействия) ионизированного электрона родительским ионом. Возвращающийся электрон может упруго рассеяться назад, рекомбинировать с испусканием фотона и выбить из иона еще один электрон

ческой энергии вернувшегося электрона, $\Omega = I + \mathcal{E}(t_1)$. Расчет (см. ниже) показывает, что кинетическая энергия в момент возврата не может быть больше $3,17U_p$, что и объясняет наличие верхней границы спектра гармоник. Рекомбинация и излучение квантов большой частоты происходят дважды на каждом оптическом периоде, поскольку при изменении знака поля электрон попеременно туннелирует и возвращается справа и слева от атома. Другими словами, излучение квантов большой частоты — это периодический процесс с основной частотой 2ω , и на эту величину отличаются частоты его соседних гармоник.

Вернувшийся электрон может передать одному из связанных электронов энергию, достаточную для преодоления его энергии связи. Образуются два свободных электрона и двукратно заряженный ион. В этом и состоит суть механизма некаскадной двойной ионизации. Вероятность ионизации электронным ударом значительно больше вероятности ионизации однократно иона лазерным полем, что и является причиной наблюдаемого увеличения выхода двукратных ионов.

И наконец, возможно упругое рассеяние на большие углы, в частности назад, как изображено на рис. 4. В этом случае дрейфовая энергия электрона возрастает до величины $10U_p$, соответствующей верхней границе плато надпороговой ионизации.

Обратимся теперь к расчетам, чтобы выяснить условие возврата электрона к иону. Для этого нужно рассчитать траекторию $x(t)$ после выхода из барьера при $t \geq t_0$. Поскольку в туннельном режиме амплитуда колебаний $\frac{F}{\omega^2} \gg x_0 = \frac{I}{F}$, задачу можно упростить и считать, что траектория начинается не в точке x_0 , а в начале координат, $x(t_0) = 0$. Интегрируя по времени скорость (7), находим координату $x(t)$. После сокращения на общий множитель $\frac{F}{\omega^2}$ условие возврата к атому $x(t_1) = 0$ приводит к универсальному трансцендентному уравнению

$$\omega(t_1 - t_0) \cos \omega t_0 - (\sin \omega t_1 - \sin \omega t_0) = 0. \quad (10)$$

Графическое исследование решений показано на рис. 5. Достаточно рассмотреть моменты старта на одной половине периода, скажем $0 < \omega t < \pi$. На соседнем полупериоде с противоположным направлением поля получится симметричная картина. Видно, что возвраты возможны, только когда туннелирование происходит во время второй четверти периода, $\frac{\pi}{2} < \omega t_0 < \pi$. В случае старта в первой четверти, $0 < \omega t_0 < \frac{\pi}{2}$, уравнение решений не имеет. Как отмечалось выше, только половина ионизованных электронов возвращается к атому.

Из рис. 5 видно, что при приближении момента старта к $\frac{\pi}{2}$ наклон касательной уменьшается и кроме точки *A* появятся другие точки пересечения, соответствующие более поздним повторным возвратам. В частном случае $\omega t_0 = \frac{\pi}{2}$ число повторяющихся через период возвратов формально бесконечно. Фактически их число ограничено длительностью лазерного импульса. В нашем обсуждении всегда имеется в виду первый возврат с наименьшим временем путешествия $t_1 - t_0$.

Непосредственно из рис. 5 можно понять существование верхней границы у кинетической энергии в

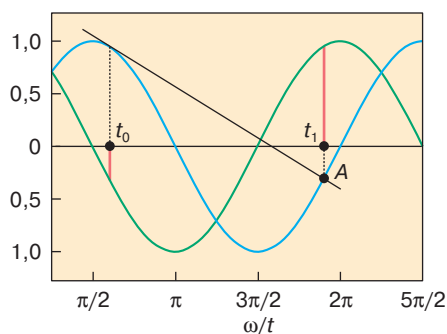


Рис. 5. Графический анализ условия возврата. С учетом того, что касательная к кривой $f(x)$ в точке x_0 задается линейной функцией $y(x, x_0) = f(x_0) + f'(x_0)(x - x_0)$, уравнение (10) переписывается в виде $f(\omega t_1) = y(\omega t_1, \omega t_0)$ с функцией $f(\omega t) = \sin \omega t$. Алгоритм поиска решения: выбирается некоторый момент начала движения t_0 и в этой точке проводится касательная (черная прямая) к синусу (голубая кривая). Точка пересечения касательной и синуса, *A*, определяет момент возврата t_1 . Зеленая линия – это график функции $\cos \omega t$: суммарная длина двух розовых отрезков определяет в соответствии с формулой (6) скорость электрона в момент возврата. (из обзора: *Becker W. et al. // Adv. in Atom. Mol. and Opt. Phys.* 2002. Vol. 48, P. 35)

момент возврата $\mathcal{E}(t_1) = \frac{v^2(t_1)}{2}$ и соответственно величину максимальной частоты высоких гармоник (2). Если касательные проводить в точках раньше или позже, чем изображено на рисунке, общая длина двух розовых вертикальных отрезков, то есть скорость $v(t_1)$, уменьшается. Это и означает, что кинетическая энергия в момент возврата, рассматриваемая как функция начального момента времени на промежутке $\frac{\pi}{2} < \omega t_0 < \pi$, имеет максимум. В результате численного решения уравнения (10) оказалось, что максимальная величина кинетической энергии в момент возврата $\mathcal{E}_{\max}(t_1) = 3,17 U_p$ и достигается в том случае, когда движение начинается при $\omega t_0 = 1,8850$ (первый возврат в момент $\omega t_1 = 5,9675$). Если бы моменты старта и возврата не были связаны, то энергия в момент возврата могла бы достигать значения $8 U_p$.

Обратимся теперь к случаю, когда вернувшийся к атому электрон упруго рассеивается на 180° (назад). Если непосредственно перед столкновением его скорость была $v(t_1)$, то сразу после столкновения она станет $-v(t_1)$. Эта новая скорость будет начальной скоростью для движения в поле после столкновения при $t > t_1$. Аналогично соотношению (7) имеем

$$v(t) = -v(t_1) + \frac{F}{\omega} \cos \omega t_1 - \frac{F}{\omega} \cos \omega t. \quad (11)$$

Подставляя в (11) скорость $v(t_1)$ из формулы (7), находим кинетическую энергию дрейфового движения, которая будет зарегистрирована детектором:

$$\mathcal{E} = 2 U_p (2 \cos \omega t_1 - \cos \omega t_0)^2. \quad (12)$$

В этом выражении момент возврата t_1 является функцией от t_0 , определяемой уравнением (10). Проводя необходимые вычисления и рисуя график зависимости $\mathcal{E}(\omega t_0)$, можно убедиться, что эта функция имеет максимум на промежутке $\frac{\pi}{2} < \omega t_0 < \pi$. Перерассеянный назад электрон имеет максимальную энергию $\mathcal{E}_{\max} = 10 U_p$, если он туннелирует в момент времени $\omega t_0 = 1,8347$. Соответствующий первый возврат происходит при $\omega t_1 = 6,1281$. Если бы моменты старта и возврата не были связаны, то энергия перерассеянного назад электрона могла бы достигать значения $18 U_p$. Заметим, что в квантовых расчетах плато в спектрах высоких гармоник и надпороговой ионизации не обрываются на классической границе, но за ней быстро убывают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное и теоретическое изучение процессов перерассеяния обогатило фундаментальную

науку и открыло новые возможности для исследований в ранее недоступных областях. В первую очередь эти возможности связаны с существованием высоких гармоник.

Сами по себе современные лазеры генерируют излучение, фотоны которого имеют энергии в диапазоне 0,1–10 эВ. Выделив одну из гармоник титан-сапфирового лазера из промежутка с девятой по 99-ю, можно получить излучение, состоящее из фотонов с энергией в интервале от 15 эВ до 150 эВ. Диапазон частот ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения представляет огромный интерес для химии, биологии и медицины. Для этого направления исследований на-сущной задачей является увеличение интенсивности гармоник.

Другая многообещающая перспектива связана с использованием генерируемых в процессе перерасеяния гармоник для получения высокочастотных электромагнитных импульсов излучения с длительностью меньше лазерного периода. Идея состоит в том, что суммарное поле совокупности гармоник, имеющих одинаковую начальную фазу, испытывает биения и при этом могут возникать сильные короткие всплески с длительностью меньше лазерного периода. Хорошо сфазированными являются гармоники с частотами около границы (2).

Поясним возможность образования всплеска на простом примере, складывая поля m последовательных гармоник одинаковой амплитуды. Поскольку в начальный момент времени фазы гармоник одинаковые, поля интерферируют конструктивно и амплитуда суммарного поля будет в m раз больше амплитуды отдельной гармоники. В последующие моменты времени равенство фаз нарушается. С учетом того, что частоты соседних гармоник отличаются на 2ω , через время Δt самая большая разность фаз (между первым и последним слагаемыми суммы) будет равна $\Delta\Phi = 2\omega m\Delta t$. Пока время Δt настолько маленькое, что $\Delta\Phi < \frac{\pi}{2}$, тригонометрические функции не меняют знак и интерференция гармоник сохраняет конструктивный характер. При больших временах, когда $\Delta\Phi < \frac{\pi}{2}$, результирующее поле стано-

вится маленьким из-за компенсации знакопеременных слагаемых суммы. Условие $\Delta\Phi < \frac{\pi}{2}$ дает оценку длительности электромагнитного импульса, образованного суперпозицией высоких гармоник: $\Delta t_{\text{eff}} = \frac{T}{8m}$, где T – период лазерного излучения, а m – число гармоник, участвующих в суперпозиции. Для излучения титан-сапфирового лазера с $\lambda = 760$ нм период составляет $T \approx 2,5$ фс и при $m = 5$ в соответствии с проведенной выше качественной оптимистической оценкой можно ожидать $\Delta t_{\text{eff}} \approx 0,06$ фс или, используя в качестве единицы измерения времени аттосекунду ($1 \text{ ас} = 10^{-18} \text{ с}$), $\Delta t_{\text{eff}} \approx 60$ ас. Для сравнения отметим, что атомная единица времени равна 24 ас. Таким образом, эксперименты с импульсами аттосекундного диапазона длительностей открывают возможность наблюдать атомно-молекулярную динамику в масштабе реального времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зон Б.А. Взаимодействие лазерного излучения с атомами // Соросовский Образовательный Журнал. 1998. № 1. С. 84–88.
2. Делоне Н.Б. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением // Там же. 2001. № 11. С. 94–101.
3. Делоне Н.Б. Туннельный эффект // Там же. 2000. № 6. С. 79–84.
4. Попов А.М. Фотоионизация атомов: от Эйнштейна до наших дней // Там же. 1999. № 3. С. 103–110.
5. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1945–1956.
6. Гореславский С.П., Попруженко С.В. ??? // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. С. 895–905.

Рецензент статьи Н.Б. Делоне

* * *

Сергей Павлович Гореславский, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической ядерной физики Московского инженерно-физического института. Область научных интересов – взаимодействие сильных лазерных полей с веществом. Автор 90 статей и четырех учебных пособий.