

НАБЛЮДЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ САТЕЛЛИТОВ В ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

С.А.Пикуз^{†*}, А.Максимчук*, Д.Умштадтер*, М.Нантел*, И.Ю.Скобелев[□],
А.Я.Фаенов[□], А.Остергельд[▽]

[†] Физический институт П.Н.Лебедева РАН, 118927 Москва, Россия

^{*} Центр сверхскоростных оптических исследований Анн Арбор, Мичиган, США

[□] Центр данных по "Атомной спектроскопии" ВНИИФТРИ
141570 Менделеево, Московская обл., Россия

[▽] Ливерморская национальная лаборатория Калифорния, США

Поступила в редакцию 2 сентября 1997 г.

Зарегистрированы лазерные сателлиты в спектрах излучения магниевой и алюминиевой плазм, создаваемых лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Это оказалось возможным за счет реализации пикосекундного временного разрешения в высокосветосильном рентгеновском спектрографе со сферически изогнутым кристаллом слюды. Временные характеристики зарегистрированных новых спектральных линий однозначно указывают на их формирование за счет нелинейных процессов.

PACS: 06.60.Jn, 42.65.Re

Присутствие сильных осциллирующих электрического и магнитного полей может существенно влиять на эмиссионные характеристики ионов. Виноградов и Юков [1] теоретически показали, что при помещении иона в сильное лазерное поле в его излучательном спектре должны появляться новые спектральные линии, названные ими лазерными сателлитами. Лазерные сателлиты обусловлены нелинейным взаимодействием излучения с возбужденными состояниями B^* ионов, в результате которого лазерные фотоны $\hbar\omega_{las}$ преобразуются в фотоны $\hbar\omega'$ и $\hbar\omega''$ с частотами $\omega' = \omega_{B^*B} + \omega_{las}$, $\omega'' = \omega_{B^*B} - \omega_{las}$, где $\hbar\omega_{B^*B}$ - разница энергий иона в состояниях B^* и B (см. рис.1). Эти нелинейные процессы возможны, если состояния B^* и B иона имеют одинаковую четность. Это означает, что сам переход $B^* \rightarrow B$ является оптически запрещенным.

Таким образом, лазерное поле с частотой ω_{las} должно приводить к возникновению двух новых спектральных линий около каждого запрещенного по четности перехода иона $B^* \rightarrow B$. Эти линии имеют частоты $(\omega_{B^*B} \pm \omega_{las})$ и практически одинаковые интенсивности [1]. Следует отметить, что если ион B является многозарядным, то, во-первых, длины волн излучаемых лазерных сателлитов могут лежать в рентгеновской области спектра и, во-вторых, вероятности нелинейных процессов становятся достаточно большими лишь в сверхсильных лазерных полях (см. ниже).

Несмотря на то, что рентгеновские лазерные сателлиты были предсказаны более 20 лет назад, до самого последнего времени они не наблюдались. Это связано с тем, что для их экспериментального обнаружения необходимо: 1) использовать интенсивный лазерный импульс с плотностью потока $\geq 10^{16}$ Вт/см², 2) использовать рентгеновский спектрограф с очень хорошими спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \geq 5000$ и 3) иметь возможность регистрации спектра излучения плазмы только в момент

действия лазерного импульса. Удовлетворить этим условиям в одном эксперименте весьма непросто. Например, довольно легко обеспечить высокие плотности потока лазерного излучения $q > 10^{17}$ Вт/см² при субпикосекундной длительности лазерного импульса, но в этом случае очень сложно (даже сейчас) реализовать субпикосекундное временное разрешение рентгеновского спектрографа. В противоположном случае достаточно длинного лазерного импульса регистрации лазерных спутников возможна даже без временного разрешения (оно фактически может быть заменено хорошим пространственным разрешением, поскольку в этом случае за время действия лазерного импульса плазма успевает выйти из области наблюдения), но требует использования достаточно уникальных лазерных установок. Отметим, что первое наблюдение лазерных спутников в спектрах титановой плазмы было выполнено нами недавно [2,3] именно за счет использования одной из таких установок – "Янус" Ливерморской Национальной Лаборатории (США), позволившей иметь плотность потока лазерного излучения $\approx 10^{17}$ Вт/см² при длительности импульса ≈ 120 пс. Отметим также, что чуть позже лазерные спутники наблюдались в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне [4].

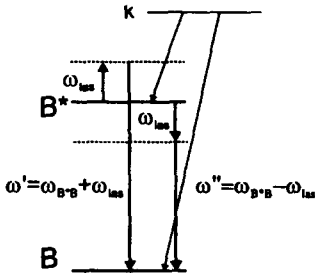


Рис.1. Схема нелинейного взаимодействия лазерных фотонов с многозарядными ионами

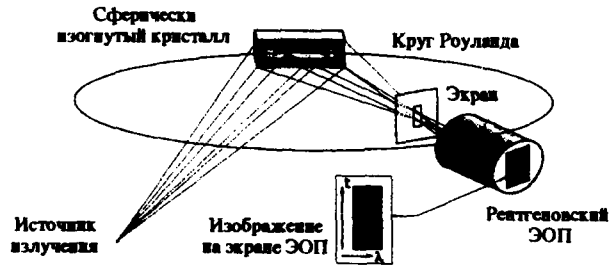


Рис.2. Схема регистрации рентгеновских спектров плазмы с временным разрешением

В настоящей работе зарегистрированы лазерные спутники в спектрах излучения магниевой и алюминиевой плазм, создаваемых лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Это оказалось возможным за счет реализации пикосекундного временного разрешения в высокосветосильном рентгеновском спектрографе со сферически изогнутой кристаллом слюды. Временные характеристики зарегистрированных новых спектральных линий однозначно указывают на их формирование за счет рассмотренных выше нелинейных процессов.

Схема эксперимента. Эксперименты были выполнены в Центре сверхскоростных оптических исследований Мичиганского Университета.

Рентгеновские спектры возбуждались при облучении твердых мишеней излучением фемтосекундного лазера [5] с длительностью импульса 400 фс и энергией до 2 Дж на основной частоте ($\lambda = 1.053$ мкм). Излучение плазмы фокусировалось на фотокатод рентгеновской камеры Кентек (Kentec) сферически изогнутым кристаллом слюды ($R = 186$ мм) в бесщелевой схеме спектрографа FSSR-1D (см. рис.2) [6]. Спектральное разрешение системы в динамическом режиме было не хуже $\lambda/\Delta\lambda \approx 5000$. Временное разрешение на максимальной скорости развертки составляло 5–7 пс. Изображение с экрана камеры усиливалось МКП-усилителем света и регистрировалось 12-битной ПЗС-камерой, что обеспечивало привязку изображений по длинам волн в разных выстрелах.

Результаты и обсуждение. В настоящем эксперименте относительное расположение плазмы, сферического кристалла и системы регистрации было выбрано так, чтобы регистрировать спектр излучения в диапазонах 9.15–9.35 Å (во втором порядке отражения от кристалла слюды) и 6.1–6.23 Å (в третьем порядке отражения). В случае магниевой плазмы это позволяло наблюдать резонансную и интеркомбинационную линии He-подобного иона Mg XI и их диэлектронные сателлиты, а в случае алюминиевой плазмы – линию $1s5p^1P_1 - 1s^{21}S_0$ He-подобного иона Al XII. В указанные диапазоны регистрации также должны были попадать лазерные сателлиты, обусловленные взаимодействием лазерных фотонов с состоянием $1s2s^1S_0$ иона Mg XI и с состояниями $1s5s^1S_0$, $1s5d^1D_2$ иона Al XII.

В [1] было показано, что интенсивности лазерных сателлитов P можно оценить по формуле:

$$P(\text{Вт/см}^3) = \omega' / \omega_{las} N_{B^*} q_{las} \sigma \quad (1)$$

где q_{las} (Вт/см²) – плотность потока лазерного излучения, N_{B^*} (см⁻³) – населенность возбужденного состояния B^* иона, частоты $\omega' = \omega_{B^*} \pm \omega_{las}$ и σ – сечение комбинационного рассеяния, которое в приближении одного виртуального уровня может быть оценено по формуле

$$\sigma = \sigma_T [\omega_{las} \omega^3 (\omega_{kB^*} + \omega_{kB})^2 f_{Bk} f_{B^*k}] / \{4(\omega_{kB^*} - \omega_{las})^2 (\omega_{kB} + \omega_{las})^2 \omega_{kB} \omega_{kB^*}\}, \quad (2)$$

где $\sigma_T = 8\pi/3(e^2/mc^2)^2$ – томсоновское сечение, а f_{ij} – сила осциллятора для перехода $i \rightarrow j$.

Формулу (1) можно переписать, вводя вероятности индуцированных переходов $A_{las}(\omega')$:

$$P = \hbar \omega' N_{B^*} A_{las}(\omega'), \quad (3)$$

где $A_{las}(\omega') = q_{las} \sigma / \hbar \omega_{las}$. Когда энергия испускаемого фотона $\hbar \omega'$ лежит в рентгеновском диапазоне, вероятности $A_{las}(\omega_{B^*} + \omega_{las})$ и $A_{las}(\omega_{B^*} - \omega_{las})$ оказываются практически одинаковыми и, следовательно, оба лазерных сателлита должны иметь примерно равные интенсивности. Из (2), (3) видно, что наиболее интенсивные лазерные сателлиты получаются, если состояние B^* имеет ту же мультиплетность, что и нижний уровень перехода B , поскольку в этом случае силы осцилляторов f_{Bk} и f_{B^*k} будут соответствовать оптически разрешенным переходам.

Взаимодействие лазерного фотона $\hbar \omega_{las} = 9524 \text{ см}^{-1}$ с состоянием $1s2s^1S_0$ иона Mg XI должно давать две сателлитных линии с длинами волн $\lambda_{s1} \approx 9.2178 \text{ Å}$ и $\lambda_{s2} \approx 9.2341 \text{ Å}$, поскольку, по расчетам [7], энергия уровня $1s2s^1S_0$ составляет $1.0839 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$. Вероятности индуцированных переходов $A_{las}(\omega')$ можно оценить по формулам (2), (3), беря в качестве уровня k состояние $1s2p^1P_1$ (см. рис.1). Используя данные по энергиям уровней и силам осцилляторов из [7], мы получаем $A_{las}(\lambda_{s1,s2}) \approx 1.5 \cdot 10^{13} (q_{las}/10^{17} \text{ Вт/см}^2) \text{ с}^{-1}$. При $q_{las} > 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ вероятности $A_{las}(\lambda_{s1,s2})$ больше вероятностей столкновительного девозбуждения уровня $1s2s^1S_0$, и интенсивности лазерных сателлитов можно оценить в рамках корональной модели. Используя скорости возбуждения уровней $1s2p^1P_1$ и $1s2s^1S_0$, рассчитанные в [8], для отношения интенсивностей лазерных сателлитов к интенсивности резонансной линии получаем

$$I(\lambda_{s1,s2})/I_R = 1/2 [\langle \nu \sigma (1s^2 - 1s2s^1S_0) \rangle / \langle \nu \sigma (1s^2 - 1s2p^1P_1) \rangle] \approx 0.15 \quad (4)$$

где I_R – интенсивность резонансной линии иона Mg XI, а $\langle \nu \sigma \rangle$ – скорости возбуждения уровней $1s2s^1S_0$ и $1s2p^1P_1$ электронным ударом из основного состояния $1s2s^1S_0$. Из (4) видно, что интенсивности лазерных сателлитов достаточно велики для экспериментальной регистрации этих линий. Следует, однако, подчеркнуть, что

если лазерные сателлиты излучаются только во время τ_{las} действия лазерного импульса, то обычные спектральные линии – во время τ_{plasma} существования плазмы, которое определяется газодинамическими процессами и, как правило, существенно (в 10–100 раз) превышает длительность лазерного импульса. Это приводит к тому, что при регистрации спектров без временного разрешения средняя интенсивность лазерных сателлитов будет определяться выражением

$$\langle I_{s1}/I_R \rangle = \frac{1}{2} [\langle \nu\sigma(1s^2 - 1s2s^1S_0) \rangle / \langle \nu\sigma(1s^2 - 1s2p^1P_1) \rangle \tau_{las}/\tau_{plasma}] \quad (5)$$

которое для случая настоящего эксперимента дает величину ≈ 0.01 , не превышающую уровень шумов спектрограмм.

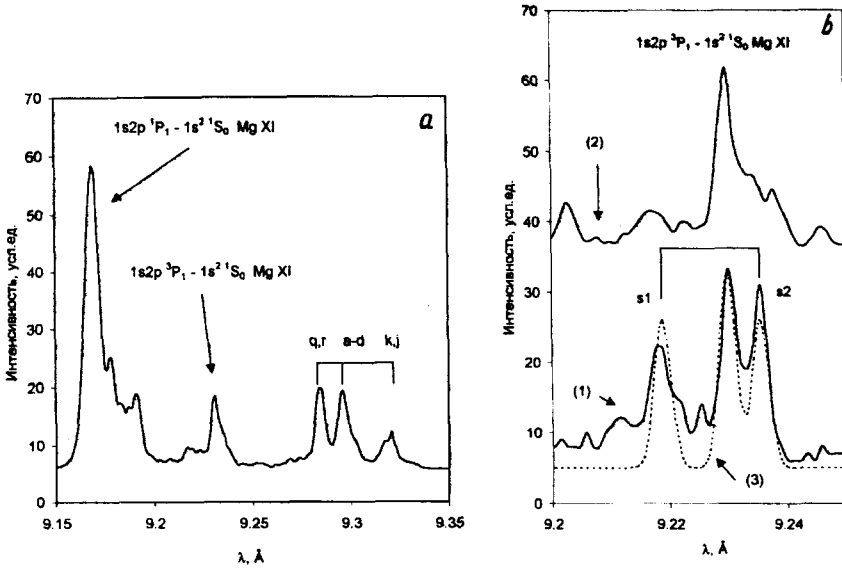


Рис.3. а) Интегральный по времени спектр излучения фемтосекундной магниевой лазерной плазмы, б) излучение магниевой плазмы в момент действия лазерного импульса (1) и сразу после его окончания (2). Кривая 3 – результат теоретического моделирования

Сказанное выше иллюстрируется экспериментальными результатами, представленными на рис.3. На рис.3а показан интегральный по времени спектр свечения магниевой плазмы в диапазоне 9.15–9.35 Å, а на рис.3б – участок спектра около интеркомбинационной линии $1s2p^3P_1 - 1s^2^1S_0$, соответствующей двум моментам времени – моменту действия лазерного импульса (кривая 1) и непосредственно после его окончания (кривая 2). На рис.3б также представлен модельный спектр (кривая 3), построенный в соответствии с выражением (6). Из рис.3а видно, что в интегральном по времени спектре лазерные сателлиты действительно неразличимы на фоне шумов спектрограммы. Лазерные сателлиты также не наблюдаются после окончания нагревающего импульса (см. кривую 2 рис.3б), а в момент действия лазерного импульса (кривая 1 рис.3б) их положение и интенсивности очень хорошо соответствуют теоретическим оценкам (кривая 3 рис.3б).

Аналогичные результаты получаются и для лазерных сателлитов к линии $1s5p^1P_1 - 1s^2^1S_0$ He-подобного иона Al XII (см. рис.4). В этом случае возможно наблюдение 4-х лазерных сателлитов, обусловленных взаимодействием лазерных фо-

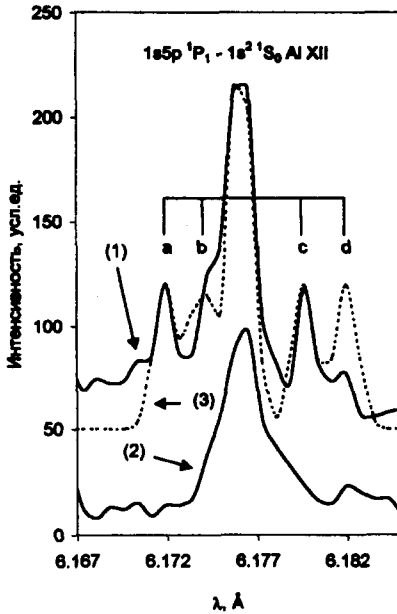


Рис.4. Излучение алюминиевой плазмы в момент действия лазерного импульса (1) и сразу после его окончания (2). Кривая 3 – результат теоретического моделирования

тонов с состояниями $1s5d^1D_2$ (линии a, c на рис.4) и $1s5s^1S_0$ (линии b, d на рис.4). Используя также корональную модель и оценки [9] для скоростей возбуждения переходов $1s^2 \rightarrow 1s5l, ^1L$ ($l = s, p, d$), получаем, что при температуре плазмы $T_e \approx 200$ эВ интенсивности этих лазерных спутников должны составлять ≈ 0.37 от интенсивности разрешенного перехода $1s5p^1P_1 - 1s^2^1S_0$. Построенный таким образом модельный спектр (кривая 3 на рис.4) соответствует экспериментальному спектру, излучаемому в момент действия лазерного импульса (кривая 1 на рис.4). Подчеркнем также, что в спектре, излучаемом плазмой сразу после окончания лазерного импульса (кривая 2 на рис.4), никаких линий в местах расположения лазерных спутников не наблюдается.

Энергии метастабильных состояний He-подобных ионов Mg XI и Al XII

Ион	Уровень	Лазерные спутники		Энергия, см ⁻¹	
		Переход	$\lambda_{\text{всп.}}, \text{Å}$	эксперимент	теория [7]
Mg XI	$1s2s^1S_0$	$\{ 1s2s^1S_0 - 1s^2^1S_0 + \omega_{l\alpha s}$	9.2199(11)	$1.0836(3) \cdot 10^7$	$1.0839 \cdot 10^7$
		$\{ 1s2s^1S_0 - 1s^2^1S_0 - \omega_{l\alpha s}$	9.2366(11)		
Al XII	$1s5s^1S_0$	$\{ 1s5s^1S_0 - 1s^2^1S_0 + \omega_{l\alpha s}$	6.1732(8)	$1.6188(3) \cdot 10^7$	$1.6188 \cdot 10^7$
		$\{ 1s5s^1S_0 - 1s^2^1S_0 - \omega_{l\alpha s}$	6.1813(8)		
Al XII	$1s5d^1D_2$	$\{ 1s5d^1D_2 - 1s^2^1S_0 + \omega_{l\alpha s}$	6.1712(8)	$1.6194(3) \cdot 10^7$	$1.6192 \cdot 10^7$
		$\{ 1s5d^1D_2 - 1s^2^1S_0 - \omega_{l\alpha s}$	6.1789(8)		

Примечание. Экспериментальное значение для иона в лазерном поле определялось по формуле $E[\text{см}^{-1}] = 10^8(1/\lambda_{s1}[\text{Å}] + 1/\lambda_{s2}[\text{Å}])/2$; расчет [7] проводился для изолированного иона.

Поскольку $E_B \cdot [\text{см}^{-1}] = 10^8(1/\lambda_{s1}[\text{Å}] + 1/\lambda_{s2}[\text{Å}])/2$, то регистрация лазерных спутников дает прямой способ измерения энергий возбуждения метастабильных уровней ионов (см. таблицу). Следует, однако, подчеркнуть, что в присутствии сильного лазерного поля уровни будут сдвинуты по отношению к уровням изолированного иона за счет квадратичного штарк-эффекта. Например для уровня $1s2s^1S_0$ иона

Mg XI простая оценка [10] дает величину $\Delta E = -6.6 \cdot 10^4 [\text{см}^{-1}] (q_{las}/10^{17} [\text{Вт}/\text{см}^2])$. При $q_{las} > 10^6 \text{ Вт}/\text{см}^2$ величина сдвига заметно превышает погрешность измерений и, если положение уровня изолированного иона известно, может использоваться для оценки плотности потока лазерного излучения в плазме. В нашем случае, как следует из сравнения экспериментальных результатов с расчетом [7], выполненным для изолированного иона методом релятивистской теории возмущений с учетом квантовоэлектродинамических поправок, плотность потока не превышала значения $q_{las} = 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$.

Таким образом, реализованная в настоящей работе регистрация рентгеновского излучения плазмы с пикосекундным временным разрешением позволила наблюдать лазерные сателлиты, возбуждаемые в фемтосекундной лазерной плазме. Излучение наблюдавшихся спектральных линий только в момент действия нагревающего лазерного импульса однозначно указывает на их происхождение вследствие нелинейного взаимодействия лазерных фотонов с возбужденными состояниями многозарядных ионов магния и алюминия. Улучшение временного разрешения рентгеновского спектрографа и, особенно, увеличение динамического диапазона регистрирующей системы позволит в дальнейшем перейти к исследованию менее интенсивных нелинейных процессов более высоких порядков [11].

Исследование лазерных сателлитов представляется актуальным по целому ряду причин. Во-первых, наблюдение лазерных сателлитов позволяет проводить прямые измерения энергий возбуждения метастабильных состояний ионов, а также может использоваться для измерения напряженности лазерных полей в плазме. Во-вторых, поскольку излучение лазерных сателлитов происходит только во время действия нагревающего лазерного импульса, они могут использоваться для создания рентгеновского источника сверхкоротких импульсов. Наконец, учет процессов, приводящих к генерации лазерных сателлитов, необходим при анализе схем рентгеновских лазеров с метастабильным верхним уровнем лазерного перехода (например, лазеры на Ne- и Ni-подобных ионах) [3].

Авторы благодарны И.Л.Бейгману за полезные обсуждения. Работа частично была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 96-02-16111.

-
1. А.В.Виноградов, Е.А.Юков, *Квантовая электроника* **2**, 105 (1973).
 2. I.Yu.Skobelev, A.Ya.Faenov, A.I.Magunov et al., 7th Int. Conf. On. Multiphoton, Garmisch-Partenkirchen, Germany, September 30 – October 4, 1996.
 3. A.Osterheld, B.K.F.Young, J.Dunn et al., *JQSRT*, 1997 (in press).
 4. H.R.Griem, R.C.Elton, and B.L.Welch, 7th Int. Workshop on Radiative Properties of Hot Dense Matter, Santa Barbara, California, November 4-8, 1996.
 5. D.Strickland and G.Mourou, *Optics Communication* **56**, 219 (1985); P.Maine, D.Strickland, P.Bado et al., *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24**, 398 (1988).
 6. И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, Б.А.Брюнеткин и др., *ЖЭТФ* **108**, 1263 (1995).
 7. В.А.Бойко, В.Г.Пальчиков, И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, *Спектроскопические константы атомов и ионов*, М.: Издательство стандартов, 1988.
 8. Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, М.: Наука, 1979.
 9. R.Mewe, *Astron. and astrophys.* **136**, 906 (1962).
 10. Г.Грим, *Уширение спектральных линий в плазме*, М.: Мир, 1978, с.52.
 11. В.П.Гавриленко, Е.А.Окс, *Квантовая электроника* **10**, 1910 (1983).