

УДК 537.876.2

ГЕНЕРАЦИЯ НА ИОНАХ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2024 г. В. Ф. Лосев^{1*}, И. А. Зятков¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт сильноточной электроники
Сибирского отделения Российской академии наук», Томск, Россия

*e-mail: losev@ogl.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 15.12.2023

После доработки 29.01.2024

Принята к публикации 26.02.2024

Изучены характеристики генерации на ионах молекулярного азота в лазерной плазме, создаваемой фемтосекундным импульсом излучения. Установлено, что максимальные интенсивности на длинах волн 391.4 и 427.8 нм наблюдаются при давлении азота 30 и 500 мбар соответственно. Расходимость излучения составляет десятки мрад и близка к геометрической. При изменении фокусного расстояния линзы от 15 до 40 см длительность импульса на длине волны 391.4 нм изменяется от 1.83 до 3.5 пс.

DOI: 10.31857/S0367676524060164, EDN: PGAZIL

ВВЕДЕНИЕ

Генерация в воздухе когерентного излучения, создаваемая в лазерной плазме сверхмощными ультракороткими лазерными импульсами, длительное время привлекает внимание исследователей [1–9]. Используя компоненты воздуха, можно потенциально создавать источник когерентного излучения в атмосфере без применения резонатора на расстоянии несколько километров от лазера накачки [6, 10, 11]. Поэтому такие источники имеют большую перспективу для зондирования атмосферы [12, 13] и применения их в других областях, таких как спектроскопия, медицина и т. д.

Основное внимание исследователей уделяется изучению генерации на первой отрицательной системе ионов молекулярного азота (длина волны 391.4 и 427.8 нм), которые соответствуют переходам $B^2\Sigma_u^+(v'=0) - X^2\Sigma_g^+(v=0, 1)$, где v и v' — это колебательные квантовые числа верхнего и нижнего электронных состояний [1, 2, 14, 15]. Данные линии были получены при ионизации воздуха или чистого азота высокоинтенсивными лазерными импульсами в инфракрасной (ИК) области спектра, включая 800 нм [2, 14–16], 950 нм [17–20], 1.03 мкм [21]. При этом было показано, что для достижения генерации необходимо затравочное излучение на длине волны соответствующего перехода на ионах молекулярного азота. Такое излучение обычно получают за счет гармоник излучения накачки или фотонов суперконтинуума (СК). При этом затравочное излучение может формироваться как в дополнительном источнике [22–25], так и непосредственно в самой лазерной плазме (СК),

являющейся активной средой [2, 16, 17–20]. Оно всегда когерентно и имеет линейную поляризацию. Изучение на ионах молекулярного азота всегда копирует эти свойства.

Следует отметить, что несмотря на достаточно большое количество работ в этой области до сих пор не установлены механизмы генерации на ионах молекулярного азота в лазерной плазме и формирования пикосекундной длительности импульса при усилении затравочного импульса фемтосекундной длительности. В связи с этим любая дополнительная информация о параметрах генерации и новые идеи могут помочь прояснить данные механизмы.

Целью данной работы является исследование временных и пространственных параметров генерации на длинах волн 391.4 и 427.8 нм в зависимости от давления азота и фокусного расстояния линзы. Результаты данных исследований могут быть полезны как для понимания физических процессов, лежащих в основе возникновения генерации, так и для разработки эффективных источников когерентного и коротко-импульсного излучения в ультрафиолетовой и видимой области спектра.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В экспериментах была использована Ti:Sa-лазерная система (Авеста Проект), которая формировала импульс с длительностью 70 фс на длине волны 950 нм и энергией $E = (4–10)$ мДж. Диаметр пучка был равен 15 мм. Частота следования импульсов

10 Гц. Для создания лазерной плазмы излучение фокусировали плоско-выпуклой линзой L_1 с фокусным расстоянием $F = 15, 30$ или 40 см в газовую камеру с азотом или в воздух. После создания плазмы выходное излучение коллимировали, фильтровали и собирали линзами L_2 и L_3 с фокусными расстояниями $F = 20$ см. Для фильтрации накачки использовали дихроичное зеркало с высоким коэффициентом отражения ($> 98\%$) на 950 нм и пропускания ($> 94\%$) на 391 нм. Полученный сигнал записывали на стрик-камеру (Hamamatsu Universal Streak Camera C10910), соединенную со спектрометром (Acton SpectraPro SP-2300). По сигналу с PIN-диода камеру запускали на частоте следования импульсов накачки. Временное разрешение стрик-камеры составляло 0.8 пс согласно нашим измерениям длительности импульса второй гармоники накачки [17]. Измерения проводили при ширине щели хронографа 5 мкм в режиме одиночного импульса. Для измерений, близких к разрешающей способности прибора B , реальное значение длительности C оценивали из выражения $C = (A^2 - B^2)^{1/2}$, где A — это измеренная длительность импульса. Энергию пучка накачки регистрировали измерителем энергии Gentec.

Для получения пространственного профиля генерации в дальней зоне на длине волны 391.4 нм сигнал после прохождения через систему оптических фильтров фотографировали цифровой камерой (Canon EOS7D). Экспериментальную расходимость излучения измеряли в дальней зоне по размеру пятна на расстоянии z от лазерной плазмы и рассчитывали по формуле $\Theta_{\text{экс}} = d_z/z$, где d_z — это диаметр пятна генерации при данном фокусном расстоянии. Кроме этого, расходимость оценивали из размеров лазерной плазмы по формуле $\Theta_{\text{оцен}} = d/l$, где d — это диаметр плазменного канала, l — это его длина. Геометрические размеры плазменного канала оценивали по фотографиям сбоку цифровой камерой.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Основные результаты были получены при генерации излучения на чистом азоте в лазерной камере. На рис. 1 представлен график зависимости интенсивности генерации на длинах волн 391.4 и 427.8 нм от давления. Из графиков видно, что для линии азота 391.4 нм до оптимального значения давления в азотной камере 30 мбар ее интенсивность возрастает, затем происходит резкий спад интенсивности и прекращение генерации при давлении азота 600 — 700 мбар. Для линии азота 427.8 нм оптимальным значением давления является 500 мбар. При атмосферном давлении азота наблюдалась только одна линия на длине волны 427.8 нм, интенсивность которой была ниже, чем в чистом азоте. Полученные значения оптимальных давлений азота хорошо согласуются с литературными данными [16, 26, 27]. Стоит отметить, что с уменьшением давления азота увеличивается оптимальное значение энергии (мощности) импульсов накачки. Максимумы интенсивностей при оптимальных давлениях для двух длин волн наблюдались при одной и той же энергии накачки ~ 6 мДж (107 ГВт). Примерно эти же значения энергии были оптимальными и при меньших давлениях, однако с ростом давления оптимальная энергия накачки снижалась до ~ 4 мДж (~ 70 ГВт). Из рис. 2 видно, что интенсивность излучения для каждой линии при изменении давления ведет себя по-разному. По нашему мнению, это связано с тем, что при увеличении давления азота важную роль для генерации играют два процесса: рост усиления за счет увеличения числа ионизированных молекул азота N_2^+ в возбужденном состоянии $B^2\Sigma_u^+$ и снижение усиления благодаря тушению возбужденных состояний нейтральными молекулами азота и плазменными электронами. В результате, максимум интенсивности генерации на длине волны 391.4 нм

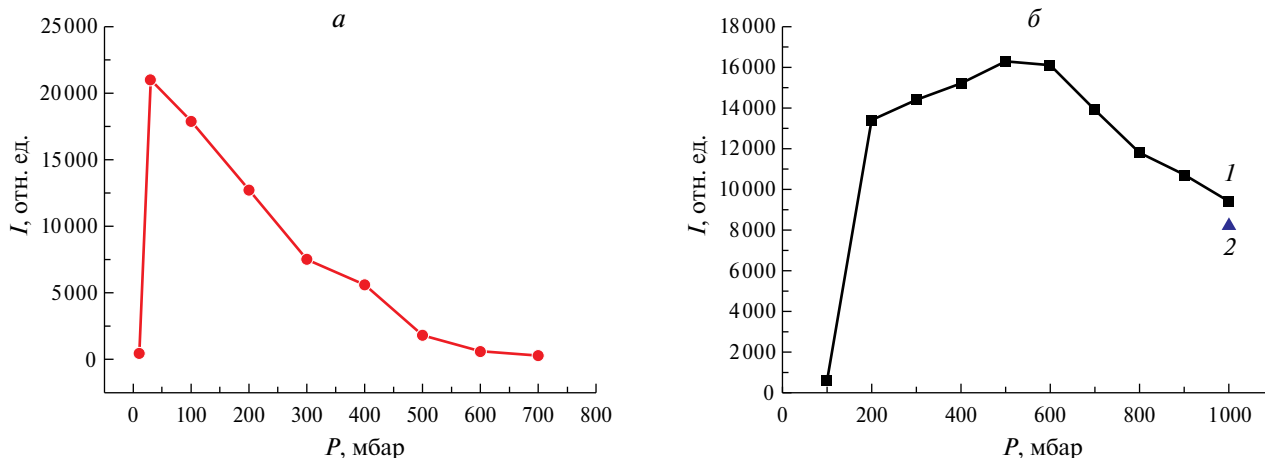


Рис. 1. Зависимости интенсивности генерации на длинах волн 391.4 нм (а) и 427.8 нм (б) при различном давлении азота и оптимальных значениях энергии накачки 6 мДж на чистом азоте в лазерной камере (1) и воздухе (2). $F = 30$ см.

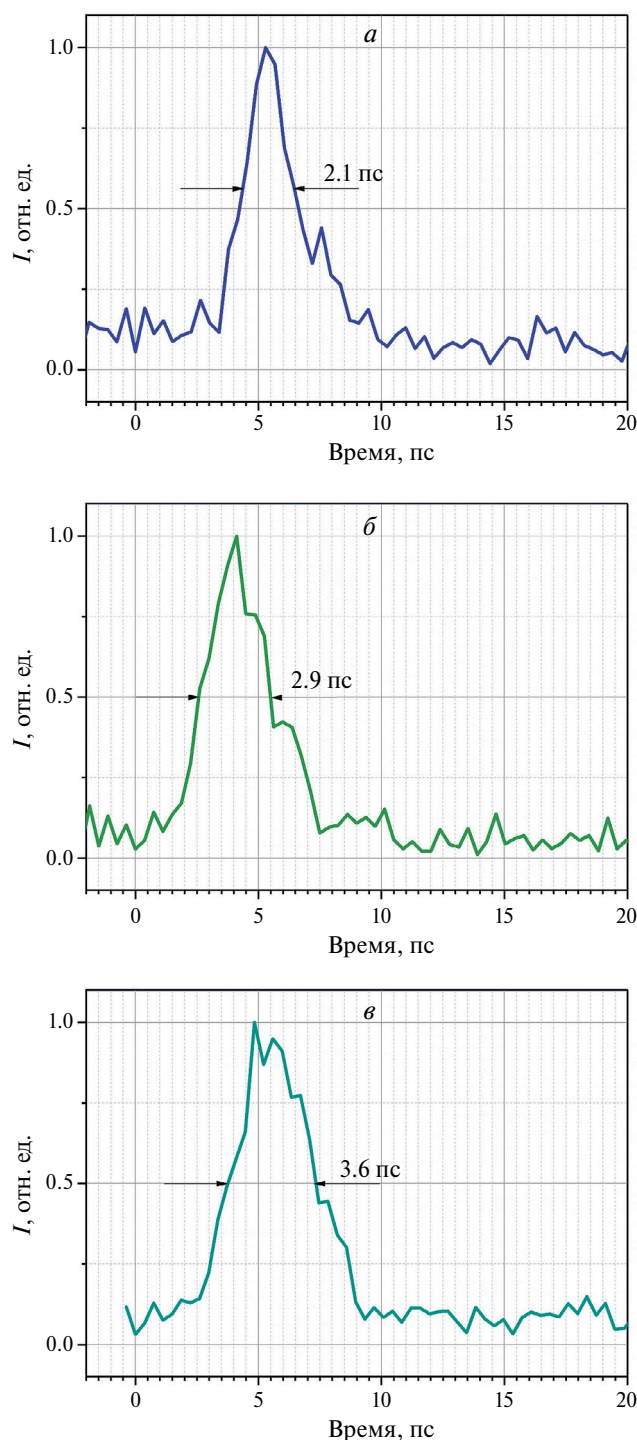


Рис. 2. Экспериментально измеренные длительности импульсов генерации при $F = 15$ (а), 30 (б) и 40 см (в). $P = 30$ мбар. $E = 6$ мДж. Нулевая точка соответствует времени прихода импульса накачки.

достигается при давлении в газовой камере в районе 30 мбар, когда данные два процесса находятся в балансе. Для линии 427.8 нм такой баланс реализуется при давлениях ~ 500 –600 мбар. Возникает вопрос, почему на этих линиях разное оптимальное

давление. Дело в том, что при увеличении давления азота более 30 мбар за счет тушения происходит увеличение скорости расселения на нижнем лазерном уровне с колебательного уровня $X(1)$ на $X(0)$, увеличивая инверсию на первый уровень, и уменьшая на нулевой. В результате, интенсивность излучения на переходе $B(0) - X(1)$ (длина волны 427.8 нм) начинает повышаться с ростом давления азота пока не достигнет оптимума, а на переходе $B(0) - X(0)$ (длина волны 391.4 нм) уменьшаться. Этим также можно объяснить тот факт, что в одних условиях длительность импульса генерации на длине волны 391.4 нм короче, чем длительность импульса на 427.8 нм [28]. По аналогии можно объяснить и увеличение оптимального значения энергии накачки с уменьшением давления. Чем меньше давление для данной конкретной линии азота, с которого она начинает появляться, тем необходима большая энергия накачки для достижения баланса усиления и тушения.

Следует отметить важную роль интенсивности СК в спектральной области генерации молекулярного азота, которая запускает и повышает интенсивность генерации. Нами исследовались спектральный состав и интенсивность СК в зависимости от энергии накачки и было показано, что спектр СК расширяется с ростом энергии накачки и только при определенной энергии начинает перекрывать спектральную область генерации на молекулярных ионах азота. При этом с ростом мощности СК происходит значительное увеличение интенсивности излучения азота.

Результаты измерения длительности импульса генерации на длине волны 391.4 нм при различных фокусных расстояниях линзы приведены на рис. 2. С учетом разрешающей способности прибора реальное значение длительности импульса генерации для $F = 15, 30$ и 40 см составляет 1.83, 2.78, и 3.5 пс соответственно. Если мы возьмем измеренную нами спектральную ширину в 0.14 нм, то ей соответствует спектрально-ограниченная длительность в 1.7 пс. Таким образом, измеренная при фокусном расстоянии $F = 15$ см длительность импульса генерации в 1.83 пс близка к спектрально-ограниченной. Аналогичная ситуация была реализована нами для длины волны 427.8 нм, когда была получена длительность импульса 1.15 пс [17]. Заметим, что длительность импульса генерации увеличивается с увеличением фокусного расстояния линзы. При этом происходит удлинение плазменного столба, уменьшение удельной мощности накачки $P_{уд} = P_{нак} / V_{лаз.пл}$ и снижение коэффициента усиления активной среды. Аналогичная ситуация наблюдалась и с генерацией на длине волны 427.8 нм [20]. В обоих случаях длительность импульса генерации зависит от коэффициента усиления, рост которого увеличивает пороговую ширину спектральной линии генерации $\Delta\nu$ и, тем самым, уменьшает время когерентности $t_k = 1 / \Delta\nu$ и сокращает длительность импульса генерации. Следовательно, можно говорить о том, что механизм формирования пикосекундной длительности импульса на длинах

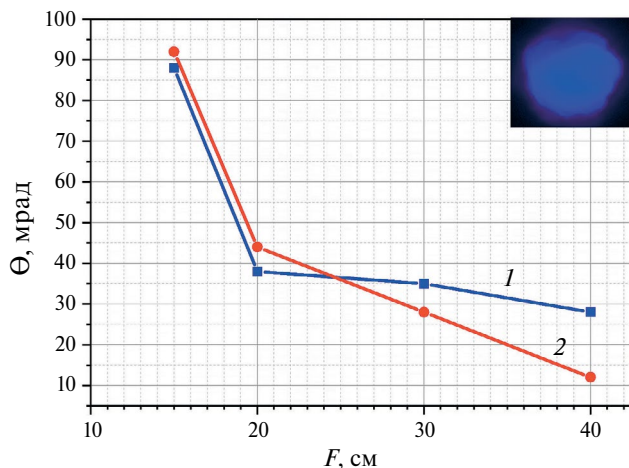


Рис. 3. Зависимость экспериментальной (1) и оценочной (2) расходимости излучения от фокусного расстояния линзы. На вставке показан профиль пучка на длине волны 391.4 нм в дальней зоне. $E = 8$ мДж, $P = 30$ мбар.

волн 391.4 и 427.8 нм при фемтосекундном импульсе затравки одинаковый [18, 19] и связан с коэффициентом усиления и временем когерентности данного излучения.

На рис. 3 приведено поведение расходимости излучения в зависимости от фокусного расстояния линзы. Расходимость уменьшается с ростом фокусного расстояния линзы, т. е. с увеличением длины лазерной плазмы. Заметим, что длина плазменного канала возрастала с ростом фокусного расстояния линзы с 2.5 до 13 мм, а его диаметр уменьшался с 0.23 до 0.16 мм. Видно, что экспериментальная расходимость очень близка к геометрической расходимости, что обычно характерно для усиленного спонтанного излучения. Однако наши измерения поляризации излучения подтверждают, как и во всех других работах, что излучение полностью поляризовано и совпадает с поляризацией СК. На вставке к рисунку показано типичное распределение интенсивности излучения в дальней зоне. Видно, что распределение интенсивности лазерного излучения имеет форму пятна и близко к Гауссу, что говорит о рефракции излучения на плазме и практически не заметной роли дифракции, которая обычно наблюдается при более высоком давлении (0.5–1 бар) азота или воздуха при генерации на длине волны 427.8 нм [16, 29, 30].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследованы временные и пространственные характеристики генерации на ионах молекулярного азота при накачке фемтосекундным импульсом излучения на длине волны 950 нм в зависимости от давления, энергии накачки и условий фокусировки ($F = 15, 30$ и 40 см). Для $F = 30$ см определены оптимальные величины давления азота

на длинах волн 391.4 и 427.8 нм, которые составляют 30 и 500 мбар соответственно. Показано, что длительность импульса генерации увеличивается с ростом фокусного расстояния линзы от 1.83 до 3.5 пс и может быть близка к спектрально ограниченной. Расходимость излучения уменьшается с ростом фокусного расстояния линзы и коррелирует с геометрической расходимостью, определяемой из размеров лазерной плазмы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yao J., Zeng B., Xu H. et al. // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. No. 5. Art. No. 051802.
2. Wang T.J., Daigle J.F., Ju J. et al. // Phys. Rev. A. 2013. V. 88. No. 5. Art. No. 053429.
3. Liu Y., Ding P., Ibrakovic N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. No. 20. Art. No. 203205.
4. Li H., Zang H., Su Y. et al. // J. Optics. 2017. V. 19. No. 12. Art. No. 124006.
5. Chin S.L., Xu H., Cheng Y. et al. // Chin. Opt. Lett. 2013. V. 11. No. 1. Art. No. 013201.
6. Лубенко Д.М., Иванов Н.Г., Алексеев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 7. С. 934; Lubenko D.M., Ivanov N.G., Alekseev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 7. P. 766.
7. Пучикин А.В., Панченко Ю.Н., Лосев В.Ф., Бобровников С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 3. С. 329; Puchikin A.V., Panchenko Y.N., Losev V.F., Bobrovnikov S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 3. P. 273.
8. Лубенко Д.М., Сандабкин Е.А., Лосев В.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 936; Lubenko D.M., Sandabkin E.A., Losev V.F. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 7. P. 780.
9. Алексеев С.В., Иванов М.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 3. С. 320; Alekseev S.V., Ivanov M.V., Ivanov N.G., Losev V.F. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 3. P. 265.
10. Yao J., Chu W., Liu Z. et al. // Appl. Phys. B. 2018. V. 124. Art. No. 73.
11. Fu Y., Xiong H., Xu H. et al. // Optics Lett. 2009. V. 34. No. 23. P. 3752.
12. Xu H., Cheng Y., Chin S.L., Sun H.B. // Laser Photonics Rev. 2015. V. 9. No. 3. P. 275.
13. Polynkin P., Cheng Y. Air lasing. Springer, 2018. 143 p.
14. Ni J., Chu W., Jing C. et al. // Opt. Express. 2013. V. 21. No. 7. P. 8746.
15. Xu H., Lötstedt E., Iwasaki A., Yamanouchi K. // Nature Commun. 2015. V. 6. Art. No. 8347.
16. Liu Y., Brelet Y., Point G. et al. // Opt. Express. 2013. V. 21. No. 19. P. 22791.

17. *Ivanov N.G., Zyatikov I.A., Losev V.F., Prokop'ev V.E.* // Opt. Commun. 2020. V. 456. Art. No. 124573.
18. *Zyatikov I.A., Losev V.F., Lubenko D.M., Sandabkin E.A.* // Opt. Lett. 2020. V. 45. No. 23. P. 6518.
19. *Зятиков И.А., Лосев В.Ф., Прокопьев В.Е. и др.* // Изв. вузов. Физика 2021. Т. 64. № 3(760). С. 161; *Zyatikov I.A., Losev V.F., Prokopiev V.E. et al.* // Russ. Phys. J. 2021. V. 64. No. 3. P. 553.
20. *Зятиков И.А., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Прокопьев В.Е.* // Квант. электрон. 2019. Т. 49. № 10. С. 947; *Zyatikov I.A., Ivanov N.G., Losev V.F., Prokop'ev V.E.* // Quantum Electron. 2019. V. 49. No. 10. P. 947.
21. *Kartashov D., Möhring J., Andriukaitis G. et al.* // Proc. CLEO-2012. OSA, 2012. Art. No. QTh4E.6.
22. *Zhang H., Jing C., Li G. et al.* // Phys. Rev. A. 2013. V. 88. No. 6. Art. No. 063417.
23. *Yao J., Li G., Jing C. et al.* // New J. Phys. 2013. V. 15. No. 2. Art. No. 023046.
24. *Xie H., Zeng B., Li G. et al.* // Phys. Rev. A. 2014. V. 90. No. 4. Art. No. 042504.
25. *Liu Y., Ding P., Lambert G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. No. 13. Art. No. 133203.
26. *Zhong X., Miao Z., Zhang L. et al.* // Phys. Rev. A. 2018. V. 97. No. 3. Art. No. 033409.
27. *Li G., Jing C., Zeng B. et al.* // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. No. 3. Art. No. 033833.
28. *Зятиков И.А., Лосев В.Ф.* // Опт. и спектроск. 2022. Т. 130. № 4. С. 511; *Zyatikov I.A., Losev V.F.* // Opt. Spectrosc. 2022. V. 130. No. 2. P. 130.
29. *Chu W., Li G., Xie H. et al.* // Laser Phys. Lett. 2014. V. 11. No. 1. Art. No. 015301.
30. *Point G., Liu Y., Brelet Y. et al.* // Optics Lett. 2014. V. 39. No. 7. P. 1725.

Lasing from molecular nitrogen ions in laser plasma

V. F. Losev^{1, *}, I. A. Zyatikov¹

¹ *Institute of High Current Electronics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Tomsk, 634055, Russia*

**e-mail: losev@ogl.hcei.tsc.ru*

We presented the results of study of lasing from molecular nitrogen ions in laser plasma produced by femtosecond radiation pulse. It is shown that the maximum intensities at the wavelengths of 391.4 and 427.8 nm are observed at nitrogen pressure of 30 and 500 mbar respectively. The radiation divergence is tens mrad and is close to geometric. When the focal length of lens changes from 15 to 40 cm the pulse duration at wavelength of 391.4 nm varies from 1.83 to 3.5 ps.

Keywords: nitrogen ion, laser plasma, ultrashort laser pulse