

09

Влияние материальной дисперсии на осцилляции одноциклового волнового пакета

© Е.Д. Залозная^{1,2,3}, А.Е. Дормидонов^{2,3}, В.О. Компанец², С.В. Чекалин², В.П. Кандидов^{1,2}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия

² Институт спектроскопии РАН,
108840 Троицк, Москва, Россия

³ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
127055 Москва, Россия

e-mail: ed.zaloznaya@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 18.07.2022 г.

В окончательной редакции 18.08.2022 г.

Принята к публикации 18.08.2022 г.

Аналитически, численно и экспериментально исследовано влияние материальной дисперсии диэлектрика на период осцилляций напряженности электрического поля в одноциклового волновом пакете (световой пуле), вызванных сдвигом фазы между огибающей импульса и несущей частотой. Рассмотрено влияние нелинейной отстройки фазовой и групповой скоростей на аналитическую оценку периода осцилляций световой пули с различной несущей длиной волны.

Ключевые слова: групповая скорость, фазовая скорость, материальная дисперсия, сдвиг абсолютной фазы, одноциклового волновой пакет, филаментация, световая пуля.

DOI: 10.21883/OS.2022.12.54094.3933-22

Развитие сверхскоростной метрологии электронных процессов в атомных системах и биологических объектах неразрывно связано с оптикой биполярных и униполярных импульсов, длительность которых близка к одному периоду оптических осцилляций [1–3]. Нелинейно-оптическое воздействие предельно коротких биполярных импульсов на исследуемые объекты определяется не только амплитудой светового поля, но и фазой его осцилляций [4–8]. Максимальная напряженность электрического поля в косинус-моду биполярного импульса, при которой максимум его огибающей совпадает с максимумом оптических осцилляций, существенно выше, чем в синус-моду, при которой в максимуме огибающей поле обращается в ноль. Отличие в величине максимальной напряженности электрического поля косинус- и синус-моду импульса возрастает с уменьшением в нем числа оптических осцилляций и наиболее существенно для одноциклового импульсов ближнего и среднего ИК диапазона, при которых достигается атомный масштаб временного разрешения в спектроскопии. При этом в процессе распространения одноциклового биполярного импульса в среде с материальной дисперсией происходит периодическая смена косинус- и синус-моду вследствие сдвига фазы между его огибающей и несущей частотой (Carrier-Envelope Phase, CEP), вызванного различием фазовой и групповой скоростей [1,2,8].

Одним из возможных методов получения одноциклового волнового пакета является формирование светового пучка (СП) при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в объеме прозрачной среды в условиях

аномальной дисперсии групповой скорости (ДГС) [9]. СП представляет собой волновой пакет, который при дифракции и аномальной ДГС в отсутствие каких-либо направляющих структур экстремально сжимается во времени и в пространстве вследствие фазовой самомодуляции в среде с керровской нелинейностью [10]. Световое поле СП локализовано в ее ядре, длительность которого составляет один-два периода оптических осцилляций, диаметр — порядка пяти длин волн [11]. Ядро СП содержит около 10% энергии волнового пакета, пиковая напряженность электрического поля соответствует интенсивности $\sim 50 \text{ TW/cm}^2$. При распространении СП пространственные, временные и энергетические параметры ее ядра синхронно осциллируют, что вызывает периодическое изменение эффективности нелинейно-оптического взаимодействия СП со средой [8,12]. В прозрачных диэлектриках период осцилляций СП среднего ИК диапазона составляет несколько десятков микрометров и уменьшается с увеличением несущей длины волны.

В настоящей работе исследовано влияние материальной дисперсии диэлектрика на период осцилляций одноциклового волнового пакета, вызванных набегом фазы между огибающей импульса и несущей частотой при распространении в объеме среды. Рассмотрен вклад нелинейного изменения фазовой и групповой скоростей СП в изменение периода осцилляций максимума модуля напряженности электрического поля в СП с различной несущей длиной волны.

Общепринятые понятия несущей волны и огибающей обобщаются на волновые пакеты, содержащие несколько

оптических осцилляций, на основе анализа квадрата модуля напряженности электрического поля, для которого временной интеграл пространственно-временного распределения соответствует интенсивности узкополосного волнового пакета [11]. Огибающей волнового пакета является гладкая кривая, соединяющая максимумы квадрата модуля напряженности электрического поля, несущей — осцилляции поля под этой кривой. Тогда одноцикловым является импульс, у которого длительность огибающей, определяемая, например, по уровню e^{-1} , равна периоду оптических осцилляций.

При распространении в диспергирующей среде одноцикловый импульс несущая волна сдвигается относительно огибающей из-за отличия ее фазовой и групповой скоростей. Для периода Δz , с которым восстанавливается косинус-мода в импульсе при дефазировке несущей волны относительно огибающей, в приближении $\frac{\lambda}{n} \left. \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right|_{\lambda} \ll 1$ получена оценка [13]

$$\Delta z(\lambda) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где λ — несущая длина волны. Согласно более точному выражению, период сфазирования несущей и огибающей импульса определяется формулой [7,12]

$$\Delta z(\lambda) = \frac{\lambda V_{\text{gr}}(\lambda) V_{\text{ph}}(\lambda)}{2c_0 [V_{\text{ph}}(\lambda) - V_{\text{gr}}(\lambda)]}, \quad (2)$$

где $V_{\text{gr}}(\lambda)$, $V_{\text{ph}}(\lambda)$ — групповая и фазовая скорости на несущей длине волны λ , $n(\lambda)$ — показатель преломления, c_0 — скорость света в вакууме.

Видно, что период осцилляций $\Delta z(\lambda)$ определяется в первую очередь разностью фазовой и групповой скоростей, зависимости которых от длины волны приведены на рис. 1, *a* в широком спектральном диапазоне, охватывающем области нормальной, нулевой и аномальной ДГС. Кривые зависимости периода осцилляций Δz максимума модуля напряженности электрического поля $|E|_{\text{max}}$ от длины волны, рассчитанные для одноциклового импульса по формуле (2) для трех диэлектриков, представлены на рис. 1, *b*. Наименьшее отличие между групповой и фазовой скоростями достигается на длинах волн вблизи нулевого значения параметра дисперсии групповой скорости ($k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2$), где наблюдается наибольшее значение периода осцилляций Δz . Вертикальные отрезки на рис. 1, *a* указывают длину волны нулевой дисперсии групповой скорости $\lambda^{k_2=0}$: для LiF $\lambda^{k_2=0} = 1.2 \mu\text{m}$, для CaF₂ — $1.5 \mu\text{m}$, для BaF₂ — $1.9 \mu\text{m}$. В областях нормальной и аномальной ДГС отличие между $V_{\text{gr}}(\lambda)$ и $V_{\text{ph}}(\lambda)$ возрастает, и период осцилляций Δz уменьшается с увеличением отстройки от длины волны $\lambda^{k_2=0}$ (рис. 1, *b*). Во фториде бария $V_{\text{gr}}(\lambda)$ и $V_{\text{ph}}(\lambda)$ наиболее близки, и период осцилляций $\Delta z(\lambda)$ значительно больше, чем во фторидах лития и кальция.

Аналитическая оценка (2) периода осцилляций $\Delta z(\lambda)$ находится в хорошем соответствии (рис. 1, *b*) с результа-

тами численного моделирования распространения в диспергирующей среде модельного одноциклового гауссова волнового пакета с гармонической несущей:

$$E(r, t, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi c_0}{\lambda} t\right), \quad (3)$$

где $\tau_0 = \lambda/c_0$, $r_0 \approx 10\lambda$.

СП образуется в результате керровской самофокусировки фемтосекундного лазерного импульса в объеме прозрачного диэлектрика, которая развивается согласованно с его компрессией во времени при фазовой самомодуляции в условиях аномальной ДГС [10]. При формировании СП стремительный рост интенсивности коллапсирующего волнового пакета при его пространственно-временной компрессии ограничивается дефокусировкой излучения в плазме, наведенной интенсивным световым полем. Большой градиент изменения во времени и пространстве фазы световой волны, вызванный приращением показателя преломления при керровской и плазменной нелинейностях, приводит к сужению частотного и углового спектров волнового пакета. Согласно численному исследованию СП [11], выполненному решением однонаправленного уравнения распространения импульсного излучения (UPPE) [14,15], пространственно-временное распределение светового поля и спектр сформировавшейся СП качественно отличаются от гауссова волнового пакета (3). Это вызывает сложности в определении огибающей СП и несущей волны. Тем не менее рассмотрение в СП наиболее интенсивной спектральной компоненты в качестве несущей, а кривой, соединяющей соседние максимумы квадрата модуля напряженности электрического поля, в качестве огибающей позволяет обобщить на нее определения, введенные для одноциклового волнового пакета, и ввести, в частности, понятия косинус- и синус-мод СП. Максимум модуля напряженности электрического поля $|E|_{\text{max}}$ и параметры ядра СП осциллируют вследствие дисперсионного сдвига фаз огибающей и несущей при ее распространении подобно напряженности поля в гауссовом импульсе с гармонической несущей. Для периода осцилляций $\Delta z(\lambda)$ параметров СП возможно применение оценки (2), записанной для гауссова импульса с гармонической несущей в линейной диспергирующей среде [8]. При этом отклонение аналитической оценки Δz периода осцилляций $|E|_{\text{max}}$ СП, полученной по (2) с табличными значениями $V_{\text{gr}}(\lambda)$, $V_{\text{ph}}(\lambda)$, от значений Δz , определенных из численного решения однонаправленного уравнения распространения (UPPE), достигает 10% для рассматриваемых диэлектриков (рис. 2).

Экспериментально осцилляции СП исследованы в одноимпульсном режиме, при котором флуктуации энергии и абсолютной фазы светового поля импульса не оказывают влияния на результаты измерений. В LiF осцилляции параметров СП регистрировались методом лазерной колорации [16] по изменению плотности наведенных центров окраски вдоль филамента, в CaF₂ —

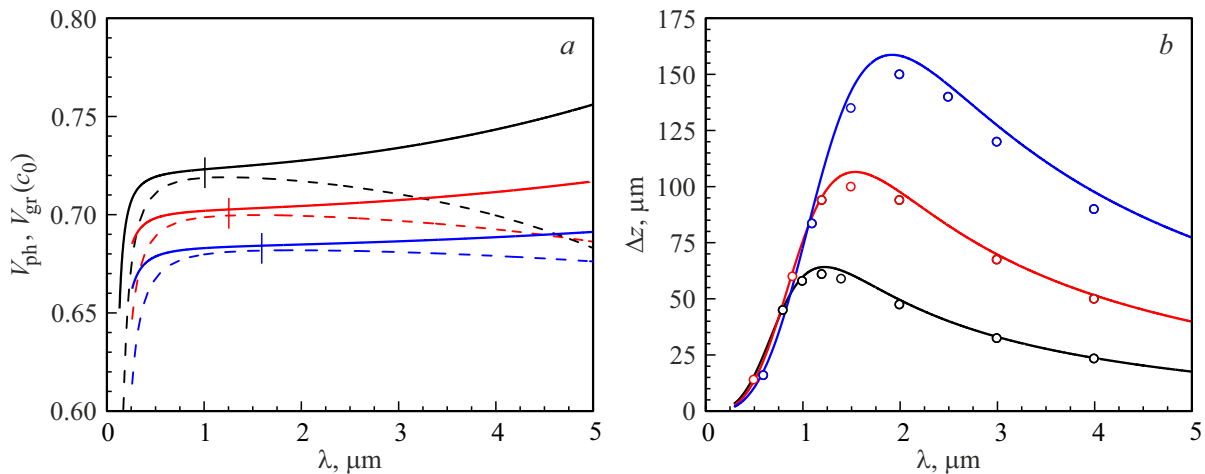


Рис. 1. Спектральные зависимости (а) фазовой $V_{ph}(\lambda)$ (сплошные кривые) и групповой $V_{gr}(\lambda)$ (штриховые) скоростей в LiF (черная кривая), CaF₂ (красная) и BaF₂ (синяя) и (b) периода осцилляций $\Delta z(\lambda)$ максимума модуля напряженности электрического поля $|E|_{max}$ в гауссовом импульсе, определяемого по (2) (сплошные кривые) и полученного из численного моделирования (круги).

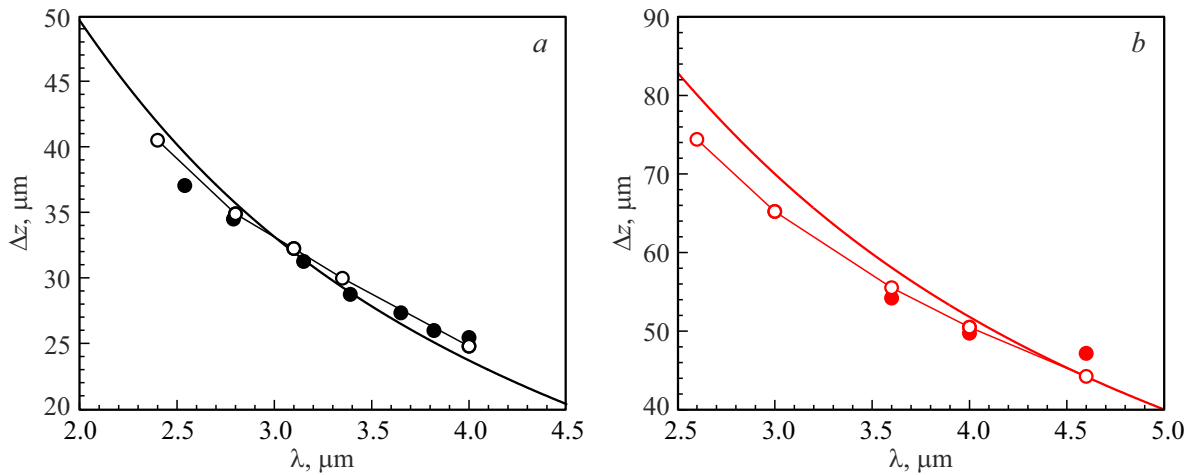


Рис. 2. Спектральная зависимость периода осцилляций $\Delta z(\lambda)$ модуля напряженности электрического поля СП (а) в LiF, (b) CaF₂, полученные экспериментально $\Delta z(\lambda)$ (закрашенные символы), аналитически $\Delta z(\lambda)$ по (2) с табличными значениями $V_{gr}(\lambda)$ и $V_{ph}(\lambda)$ (сплошная кривая) и аналитически по (2) с учетом нелинейного изменения групповой $\delta V_{gr}/V_{gr}$ и фазовой $\delta V_{ph}/V_{ph}$ скоростей СП (пустые символы, соединенные кривой).

по изменению энергии люминесценции наведенной лазерной плазмы. Спектральная зависимость периода осцилляций $\Delta z(\lambda)$, полученная в эксперименте, близка к аналитической оценке (рис. 2). Вместе с тем характер экспериментальной зависимости $\Delta z(\lambda)$ заметно отличается от аналитической.

Мы исследовали влияние на период осцилляций параметров СП нелинейного изменения групповой $V_{gr}(\lambda)$ и фазовой $V_{ph}(\lambda)$ скоростей, которые определялись в численном анализе по сдвигу ее огибающей и несущей относительно системы координат, бегущей с групповой скоростью начального волнового пакета. Как следует из анализа динамики волнового пакета, относительное уменьшение фазовой $\delta V_{ph}/V_{ph}$ и групповой $\delta V_{gr}/V_{gr}$ скоростей в LiF и CaF₂ мало и не превышает 0.4% в рассматриваемом диапазоне длин волн. Вместе с тем

величина периода осцилляций чувствительна к малым изменениям скоростей:

$$\frac{\delta(\Delta z)}{\Delta z} = C(\lambda) \left[\frac{\delta V_{gr}}{V_{gr}} + \frac{\delta V_{ph}}{V_{ph}} \right]. \quad (4)$$

Здесь $C(\lambda)$ — функция чувствительности $\delta(\Delta z)/\Delta z$ к $\delta V_{ph}/V_{ph}$ и $\delta V_{gr}/V_{gr}$, которая в диапазоне длин волн $\lambda = 2-5 \mu m$ принимает значения в интервале от 20 до 200 для рассматриваемых материалов, что свидетельствует о существенном влиянии изменения групповой и фазовой скоростей на величину периода осцилляций $\Delta z(\lambda)$. В результате изменение периода $\delta(\Delta z)/\Delta z$, связанное с нелинейным изменением фазовой $\delta V_{ph}/V_{ph}$ и групповой $\delta V_{gr}/V_{gr}$ скоростей СП, достигает нескольких процентов. При этом характер спектральной зависимости $\Delta z(\lambda)$, полученной аналитически с поправками на

нелинейное изменение фазовой и групповой скоростей, ближе к измеренной для СП.

В одноцикловом волновом пакете и СП, формируемой в объеме прозрачного диэлектрика при филаментации фемтосекундного импульса в условиях аномальной дисперсии групповой скорости, максимальное значение модуля напряженности электрического поля периодически меняется при распространении вследствие сдвига фазы между огибающей и несущей волнами. Зависимость периода осцилляции электрической напряженности в волновом пакете определяется материальной дисперсией диэлектрика, достигая максимума в области нулевой ДГС и убывая при отстройке в области нормальной и аномальной ДГС. Для периода осцилляций напряженности поля в СП применима с точностью до 10% аналитическая оценка, полученная для гауссова импульса с гармонической несущей в линейной диспергирующей среде. Нелинейное отклонение фазовой и групповой скоростей СП, которое составляет не более 0,4%, сильно влияет на период осцилляций ее параметров, величина которого изменяется на 5–10%. Спектральная зависимость периода осцилляций СП, полученная аналитически с поправками на нелинейное изменение ее фазовой и групповой скоростей, совпадает с измеренной.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-12-00422. Е.Д. Залозная благодарит фонд развития теоретической физики и математики „БАЗИС“ за финансовую поддержку исследований.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Th. Brabec, F. Krausz. *Rev. Mod. Phys.*, **72** (2), 545 (2000). DOI: 10.1103/RevModPhys.72.545
- [2] F. Krausz, M. Ivanov. *Rev. Mod. Phys.*, **81** (1), 163 (2009). DOI: 10.1103/RevModPhys.81.163
- [3] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. *Квант. электрон.*, **50** (9), 801 (2020). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. *Quantum Electronics*, **50** (9), 801 (2020). DOI: 10.1070/QEL17348].
- [4] G.G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villoresi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori, S. De Silvestri. *Nature*, **414** (6860), 182 (2001). DOI: 10.1038/35102520
- [5] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V.S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A.L. Aquila, E.M. Gullikson, D.T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, U. Kleinberg. *Science*, **320** (5883), 1614 (2008). DOI: 10.1126/science.1157846
- [6] M. Uiberacker, Th. Uphues, M. Schultze, A.J. Verhoef, V. Yakovlev, M.F. Kling, J. Rauschenberger, N.M. Kabachnik, H. Schröder, M. Lezius, K.L. Kompa, H.-G. Muller, M.J.J. Vrakking, S. Hendel, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz. *Nature*, **446**, 627 (2007). DOI: 10.1038/nature05648.
- [7] L. Bergé, C.-L. Soulez, C. Köhler, S. Skupin. *Appl. Phys. B*, **103**, 563 (2011). DOI: 10.1007/s00340-011-4513-4
- [8] E.D. Zaloznaya, V.O. Kompanets, A.D. Savvin, A.E. Dormidov, S.V. Chekalin, V.P. Kandidov. *Laser Phys. Lett.*, **19**, 075402 (2022). DOI: 10.1088/1612-202X/ac7134
- [9] Y. Silberberg. *Opt. Lett.*, **15** (22), 1282 (1990). DOI: 10.1364/OL.15.001282
- [10] В.П. Кандидов, Е.Д. Залозная, А.Е. Дормидонов, В.О. Компанец, С.В. Чекалин. *Квант. электрон.*, **52** (3), 233 (2022) [V.P. Kandidov, E.D. Zaloznaya, A.E. Dormidov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin. *Quantum Electronics*, **52** (3), 233 (2022). DOI: 10.1070/QEL18000].
- [11] Е.Д. Залозная, А.Е. Дормидонов, В.О. Компанец, С.В. Чекалин, В.П. Кандидов. *Письма в ЖЭТФ*, **113** (12), 817 (2021). DOI: 10.31857/S1234567821120077 [E.D. Zaloznaya, A.E. Dormidov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin, V.P. Kandidov. *JETP Lett.*, **113** (12), 787 (2021). DOI: 10.1134/S0021364021120146].
- [12] А.В. Кузнецов, В.О. Компанец, А.Е. Дормидонов, С.В. Чекалин, С.А. Шленов, В.П. Кандидов. *Квант. электрон.*, **46** (4), 379 (2016). [A.V. Kuznetsov, V.O. Kompanets, A.E. Dormidov, S.V. Chekalin, S.A. Shlenov, V.P. Kandidov. *Quantum Electronics*, **46** (4), 379 (2016). DOI: 10.1070/QEL16038].
- [13] L. Xu, Ch. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, T.W. Hänsch. *Opt. Lett.*, **21** (24), 2008 (1996). DOI: 10.1364/OL.21.002008
- [14] M. Kolesik, J.V. Moloney. *Phys. Rev. E*, **70** (036604), (2004). DOI: 10.1103/PhysRevE.70.036604
- [15] V.Yu. Fedorov, M. Chanal, D. Grojo, S. Tzortzakis. *Phys. Rev. Lett.*, **117** (043902), (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.043902
- [16] С.В. Чекалин, В.О. Компанец. *Опт. и спектр.*, **127** (1), 94 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.07.47935.64-19 [S.V. Chekalin, V.O. Kompanets. *Opt. Spectrosc.*, **127**, 88 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19070051].