

Киевский
 государственный университет
 им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
 22 июля 1988 г.
 В окончательной редакции
 18 декабря 1989 г.

01, 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 5, 1990

© 1990 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЫНУЖДЕННЫХ ВРМБ—ВКР РАССЕЯНИЯХ

В. Вишняускас, Э. Гайжаускас, А. Пискаускас, В. Смильгевичюс,
 Г. Шлекис

Использование вынужденного рассеяния света в целях формирования мощных сверхкоротких импульсов позволило достичь ряда многообещающих практических результатов в этой области лазерной физики. Так, генерация субнаносекундных световых импульсов успешно осуществляется при использовании вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ), а пикосекундных — вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в жидкостях и газах [1—6].

При этом предельное сокращение (сжатие) длительности импульсов во времени (с примерно 60 % -ным преобразованием энергии) достигает 15—20 раз от начальной длительности импульса накачки. Недавно [7] была экспериментально продемонстрирована схема [эффективного (стократного) укорочения лазерных импульсов посредством конкурирующих ВРМБ и ВКР сжатий—каскадов ВРМБ—ВКР компрессии (КК) в газе. Реализованный в [7] механизм сжатия представляет уникальную возможность генерации мощных одиночных пикосекундных импульсов, используя в качестве накачки импульсы наносекундной длительности твердотельных лазеров с модуляцией добротности.

В настоящей работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования процессов ВРМБ—ВКР сжатия световых импульсов в фокусированном пучке накачки, причем экспериментально исследовалась КК наносекундных импульсов АИГ : Nd лазера в жидкостях.

Рассмотрим ситуацию, когда в ВРМБ и ВКР активную среду фокусируется импульс накачки длительностью τ_p . Пусть при этом в поле отраженного стока ВРМБ излучения генерируется импульс ВКР пикосекундной длительности, усиливаемый в свою очередь распространяющейся навстречу лазерной накачки. Динамика ВРМБ—ВКР генерации исследовалась нами на основе численного решения самосогласованной системы уравнения для трех световых (накачки и отраженных ВРМБ и ВКР стоковых) волн, а также акустических колебаний среды

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right) E_P = -\frac{1}{2S(z)} (G_{PB} u E_B + G_{PR} |E_R|^2 E_P),$$

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right) E_B = \frac{1}{2S(z)} (G_{PB} u^* E_P - G_{PR} |E_R|^2 E_B),$$

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right) E_R = \frac{G_{PB} E_R}{2S(S)} (|E_P|^2 + |E_B|^2),$$

$$t_H \frac{\partial}{\partial t} u + u = E_P E_B^*, \quad (1)$$

E_P , E_B , E_R — медленно меняющиеся амплитуды электромагнитных полей накачки, ВРМБ и ВКР стоковых импульсов, распространяющихся со скоростью c ; u — [функция, пропорциональная амплитуде гиперзвука в среде с временем релаксации t_H ; G_{PB} , G_{PR} — соот-

зетственно коэффициенты усиления ВРМБ и ВКР первых стоксовых компонент; $S(z) = 1 + (z/z_0)^2$ — профиль фокусируемого гауссового пучка; z_0 — длина перетяжки (конфокальный параметр пучка).

В принятой модели, отвечающей записанным выше уравнениям (1), сделаны следующие основные упрощения: пренебрегается излучением высших стоксовых и антистоксовых компонент (что, строго говоря, справедливо лишь при небольших интенсивностях накачки), предполагается выполнение условий квазистационарности для процесса ВКР, т. е. $\tau_R \gg T_2^{(\text{ВКР})}$, где τ_R — длительность ВКР импульса.

Начальные условия при решении (1) выбирались в виде

$$E_P(z = \infty, t) = \exp(-2t^2/\tau_P^2),$$

$$E_{B,R}^{\text{III}}(z, t) = \sqrt{\delta} E_P(z, t), \quad (2)$$

а шумовая затравка δ поддерживалась на уровне 10^{-8} . Коэффициенты G_{PB} и G_{PR} пропорциональны интенсивности накачки (амплитуда E нормирована). Уравнения решались численно в системе скользящих координат, используя метод прогноза — коррекции 4-го порядка.

Результаты численного моделирования, как и следовало ожидать, демонстрируют сильную зависимость динамики генерации стоксовых ВРМБ и ВКР импульсов от параметра фокусировки $\chi = z_0/c\tau_P$, определяющего степень ВРМБ компрессии [1]. Сильная фокусировка ($\bar{a} < 0.01$) приводит к дроблению ВРМБ стоксова импульса, что в последствии ухудшает характеристики генерируемого ВКР импульса. Слабая фокусировка ($\chi > 0.04$) не позволяет получать высокой степени компрессии. При оптимальном выборе χ , когда наблюдается эф-

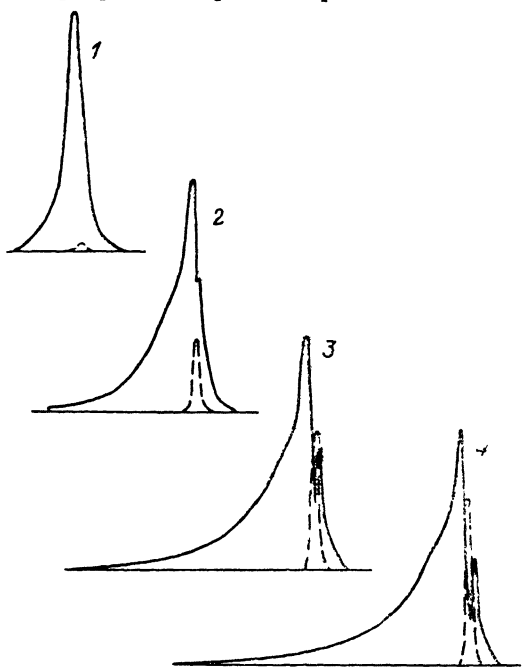


Рис. 1. Огибающие стоксовых ВКР импульсов (штриховая кривая) при $\chi = 0.25$ (1), 0.5 (2), 0.75 (3), 1.0 (4).

Сплошная линия — огибающая стоксового о ВРМБ излучения; $G_{PB} = 200$, $G_{PR} = 30$, $z_0 = 0.5$, $t_H = 10$, $c\tau_P = 50$.

фективное ВРМБ сжатие, характер динамики КК определяется отношением $\theta = G_{PR}/G_{PB}$, т. е. отношением порогов генерации ВРМБ и ВКР. При соответствующем выборе $\theta = \theta_{\text{opt}}$ можно достичь внушительной компрессии длительности импульсов с заметной (10 %) энергетической эффективностью. При $\theta < \theta_{\text{opt}}$ относительные энергии ВКР импульса ничтожные (1 % от накачки). С другой стороны, при $\theta > \theta_{\text{opt}}$ ВКР импульс формируется в режиме глубокого насыщения и, хотя относительные энергии достигают порядка 50 %, их длительность достаточно большая. Следует отметить, что θ_{opt} зависит как от времени релаксации t_H , так и от условий фокусировки. Действительно, при увеличении t_H оптимальное отношение порогов генерации θ_{opt} уменьшается, так как растет порог генерации ВРМБ импульса. Такая же зависимость наблюдается и при изменении параметра фокусировки χ . Поэтому достичь оптимальных для сжатия импульсов θ_{opt} в конкретных средах возможно подходящим выбором фокусировки. Динамика развития стоксова ВКР импульса при угле фокусировки, близком к оптимальному, показана на рис. 1. Длительность ВКР импульса в приведенном примере составляет $\sim 1/75 \tau_P$ от длительности накачки, а преобразование по энергии ~ 7.3 %.

Численные эксперименты показали, что генерация стабильных по энергии и по длительности ВКР импульсов затруднительна из-за большой чувствительности КК к возмущениям интенсивности накачки: относительные флуктуации энергии ВКР импульса при максимальной компрессии усиливаются примерно в 10 раз по отношению к флуктуациям интенсив-

ности накачки. С целью выяснить возможности стабилизации генерации была исследована также схема, когда ВКР импульс пропускался через безынерционный ВКР усилитель, накачиваемый нерассеянной частью накачки. При этом, как показывают расчеты, стабильность ВКР импульсов удается повысить в несколько раз.

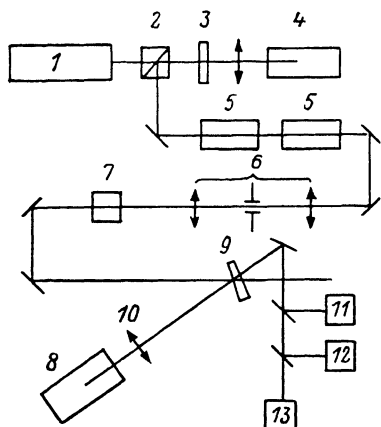


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки.

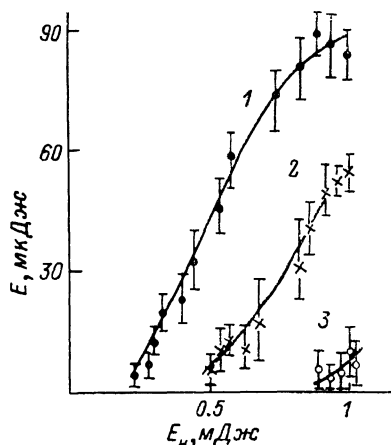


Рис. 3. Зависимости энергий сигналов ВРМБ, первой и второй стоксовой компонент ВКР для ацетона от энергии накачки.

1 — ВРМБ, 2 — ВКР₁, 3 — ВКР_{II}.

Блок-схема экспериментальных исследований представлена на рис. 2. Для изучения параметров излучения использовались электронно-оптическая камера АГАТ-СФ-3 (11) с временным разрешением 2 пс, дифракционный спектрограф ДФС-452 (12) с решеткой 600 штр/мм, измеритель энергии ИМО-2Н и градуированные фотодиоды ФД-24 с амплитудными анализаторами АИ-256-6 (13). Накачка активных для вынужденных рассеяний сред (жидкостей) производилась лазерными импульсами длительностью 500 и 30 пс.

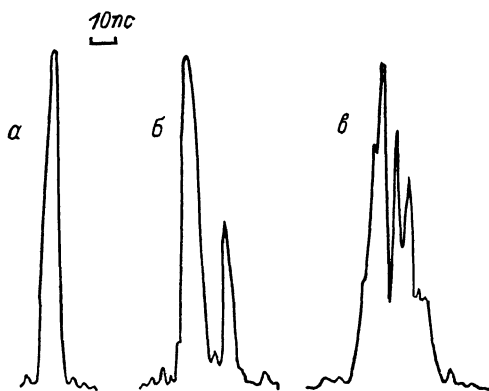


Рис. 4. Временная форма ВКР импульсов при различных энергиях накачки.

E , мДж: а — 0,5, б — 0,7, в — 0,8.

В первом случае излучение накачки длительностью 500 пс генерировалось путем ВРМБ компрессии наносекундных импульсов от задающего лазера на АИГ : Nd (1) с пассивной модуляцией добротности центрами окраски LiF : F₂. В качестве ВРМБ активной среды использовался CCl₄ (4). Развязка излучения задающего лазера от ВРМБ сигнала осуществлялась с помощью призмы Глана (2) и четверть волновой пластинки (3). Далее излучение усиливалось в двухкаскадном усилителе (5) и фильтровалось пространственным [фильтром (6) для сглаживания профиля пространственного распределения интенсивности. С целью уменьшения влияния абсорбции в жидкостях исследование процессов ВРМБ—ВКР компрессии проводилось при накачке излучением второй гармоники ($\lambda=0.53$ мкм), для генерации кото-

ой использовалось взаимодействие в кристалле КДР длиной 2 см (7). Излучение накачки фокусировалось в кювету (8) с жидкостью (в качестве рассеивающих сред использовались ацетон, CCl_4 , H_2O) при помощи клиновидной подложки (9) и линзы (10) с фокусным расстоянием 25 см. Энергия накачки варьировалась нейтральными светофильтрами в диапазоне 0—1.5 мДж. Сигналы ВРМБ и ВКР излучений регистрировались лишь в обратном излучению накачки направлении.

На рис. 3 представлены зависимости энергий сигналов ВРМБ, первой и второй стоксовых компонент ВКР для ацетона от энергии накачки. Видно, что в достаточно большом интервале энергий отсутствует генерация на высших стоксовых частотах. Причем характер генерации здесь в зависимости от накачки меняется следующим образом: при энергии накачки 0.3 мДж регистрируется лишь излучение ВРМБ сигнала в виде одиночного импульса длительностью 210 пс, при увеличении энергии накачки до 0.5 мДж наряду с ВРМБ сигналом регистрировался также одиночный импульс длительностью 6 пс на длине волны первой стоксовой компоненты ВКР, при дальнейшем повышении энергии накачки (> 0.7 мДж) излучение ВКР в зависимости от накачки распадалось на 2—3 (рис. 4) и более импульсов длительностью 6 пс с временным интервалом между ними ~ 10 пс.

Аналогичные результаты были получены также и при исследовании вынужденных рассеяний в обратном направлении в воде и CCl_4 . При энергиях накачки ~ 0.4 мДж на выходе системы регистрировалось лишь излучение ВРМБ сигнала длительностью 100 пс. Увеличение энергии накачки до 0.5—0.6 мДж наряду с ВРМБ сигналом в воде регистрировалось также излучение в широкой полосе частот ($\Delta\nu=9800$ см^{-1}), основная часть энергии которого сосредоточена на частоте первой стоксовой компоненты ВКР ($\lambda=0.66$ мкм). При этом длительность импульса в красной области спектра, выделенного при помощи светофильтра КС-19, равнялась 3 пс. Как и в первом случае (когда в качестве нелинейной рассеивающей среды служил ацетон), дальнейшее повышение энергии накачки сопровождалось генерацией нескольких импульсов ВКР такой же длительности.

При исследовании сжатия импульсов длительностью 30 пс использовался АИГ :Nd лазер с пассивной синхронизацией мод (с выделением одиночного импульса в пути) и удвоенной частоты генерации в кристалле КДР. Импульсы длительностью 30 пс, длиной волны $\lambda=0.53$ мкм, с энергией $E=0.2$ мДж, линзой с $F=6$ см фокусировался в кювету с ацетоном. Длина взаимодействия была равна 1 см.

При такой схеме взаимодействия регистрировались стоксовы импульсы попутного и обратного ВКР, что в работе [8] объясняется параметрической стокс-антистоксовой связью. По направленности обратное ВКР излучение воспроизводило излучение накачки. Длительность обратного стоксового импульса составляла 3 ~пс. Надо отметить, что поиск оптимальных условий сжатия осложнялся тем, что получаемые длительности близки к пределу разрешающей способности электронно-оптической камеры АГАТ-СФ-3. Длительность попутного стоксового импульса уменьшалась незначительно по сравнению с длительностью накачки. Спектральная ширина попутного и обратного стоксовых импульсов составляла соответственно 7 и 20 см^{-1} .

Проведенные исследования позволяют заключить, что каскадная ВРМБ—ВКР генерация в жидкостях представляет перспективный метод формирования пикосекундных импульсов от твердотельных лазеров. При этом главным фактором для эффективной КК является подходящий выбор отношения порогов генерации ВКР и ВРМБ. Поскольку отмеченное соотношение для нестационарного ВРМБ зависит от фокусировки, то оптимальное сжатие импульсов во времени (до 100 раз с энергетической эффективностью до 10 %) достигается изменением параметра χ в пределах 0.01—0.04.

Отмечая хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов для умеренных уровней накачки (~ 0.5 мДж), модуляцию огибающей ВКР излучения при больших энергиях накачки, наблюдавшуюся в эксперименте, можно объяснить нестационарным характером усиления ВКР импульсов. При этом, как известно из аналогии с двухуровневыми средами, имеет место разбиение импульсов на отдельные «солитоны» (П-импульсы) [5].

Список литературы

- [1] Паперный С. Б., Петров В. Ф., Старцев В. Р. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 8. С. 1594—1599.
- [2] Галаган Б. И., Маненков А. А., Матюшин Г. А. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. из. 1984. Т. 48. № 9. С. 1782—1784.
- [3] Tomov I. V., Fedosejev R., Mcken D. C. D. // Optics Lett. 1984. Vol. 9. P. 405.

- [4] Бузалис Р. Р., Дементьев А. С., Косенко Е. К. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 10. С. 2024—2033.
- [5] Горбунов В. А. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 8. С. 1581—1592.
- [6] Гайжаускас Э., Крушас В., Недбаев Н. Я. и др. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 6. С. 1297—1299.
- [7] Паперный С. Б., Старцев В. Р. // Тез. докл. XII Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1985. Т. 2. С. 771—772.
- [8] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 6. С. 1258—1261.

Вильнюсский
государственный университет
им. В. Капсукаса

Поступило в Редакцию
21 марта 1989 г.

В окончательной редакции
9 ноября 1989 г.

04; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 5, 1990

© 1990 г.

МНОГОВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ

Е. А. Галстьян, Н. И. Карбушев

В связи с интенсивным развитием коллективных методов ускорения заряженных частиц в последние годы значительно вырос интерес к проблеме возбуждения волны в плазме сильноточными электронными пучками. В работах [1, 2] была построена нелинейная теория взаимодействия моноэнергетичного тонкостенного трубчатого электронного пучка с холодной замагниченной плазмой, полностью заполняющей круглый металлический волновод. Однако ее результаты справедливы лишь для слаботочных пучков. Это обусловлено тем, что при выводе асимптотических уравнений предполагалось возбуждение электронным пучком в процессе взаимодействия только одной синхронной волны плазменного волновода. В работах [1] не учитывалось искажение пучком поперечного профиля полного электрического поля в волноводе, а в [2] такое искажение учитывалось путем введения коэффициента депрессии, характеризующего собственные колебания пучка. Нетрудно убедиться в том, что с ростом тока пучка область синхронизма расширяется и в ней на одной и той же частоте оказывается несколько волн (мод) плазменного волновода. Вследствие того что переменный ток пучка неортогонален всем модам, отличающимся дискретными значениями радиальных волновых чисел, все они могут возбуждаться одновременно. Понятие синхронной волны при этом теряет смысл, а взаимодействие пучка с плазмой приобретает принципиально многоволновый характер.

В случае азимутально-симметричных возмущений система стационарных во времени нелинейных уравнений для холодной замагниченной плазмы и тонкостенного трубчатого моноэнергетичного электронного пучка имеет вид

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = w - \delta, \quad \frac{dw}{d\zeta} = [1 + w(1 - \gamma_0^{-2})]^{3/2} \operatorname{Re}(\mathcal{E}e^{-i\theta}),$$

$$\frac{d\mathcal{E}_s}{d\zeta} - i\mathcal{E}_s \left(\frac{\mu_s^2}{\mu_1^2} - 1 \right) (1 + \delta) = v \frac{\mu_s^2}{\mu_1^2} \frac{J_0^2(\mu_s r_b / R)}{J_1^2(\mu_s)} (1 + \delta)^2 \rho. \quad (1)$$

Здесь

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta} d\theta_0, \quad \mathcal{E} = -\frac{4\gamma_0 e E_x(r_b)}{m\omega u} = \sum_{s=1}^N \mathcal{E}_s - i\nu_N (1 + \delta) \rho + \nu \Delta_N \frac{d\rho}{d\zeta} \quad (2)$$

— нормированные амплитуды плотности заряда пучка и продольной составляющей действующего на электроны пучка полного электрического поля, \mathcal{E}_s — амплитуды N первых мод плазменного волновода на частоте ω с постоянными распространения $k_s = (\omega^2/c^2 - \mu_s^2/R^2 \epsilon_p)^{1/2}$, $\theta = \omega t - k_1 z$ — фаза электронов пучка относительно первой моды с номером $s=1$, $\delta = 2\gamma_0 \times \times (k_1 u / \omega - 1)$ — расстройка, $\zeta = \omega z / 2\gamma_0^2 u$ — безразмерная продольная координата, $w = = 2\gamma_0^2 (1 - v/u)$, $\nu = 16eI / \mu_1^2 m \gamma_0 u^3$, $\gamma_0 = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов пучка v и u — текущая их скорость и его значение в сечении инжекции $z=0$, I — ток инжекции