

Поляризационные характеристики гармоник и отраженного излучения при взаимодействии пикосекундных импульсов мощностью 100 ГВт с алюминиевыми пленками

Р.А.Ганеев **, Ж.А.Чакера *, М.Рагурамия *, А.К.Шарма *, П.А.Наик *, П.Д.Гупта *

Исследована генерация гармоник от поверхности твердого тела под воздействием излучения неодимового лазера (27 пс, $I \leq 1.5 \cdot 10^{15}$ Вт/см²). Эффективность преобразования р-поляризованного лазерного излучения превышала эффективность преобразования s-поляризованного излучения более чем в 10 раз при генерации второй гармоники и более чем в 100 раз при генерации третьей гармоники. Изучен поворот плоскости поляризации второй гармоники, генерируемой s- и р-поляризованным лазерным излучением. Эффективности преобразования во вторую, третью и четвертую гармоники составили соответственно $2 \cdot 10^{-8}$, 10^{-10} и $5 \cdot 10^{-12}$. Зависимости интенсивностей излучения второй, третьей и четвертой гармоник от интенсивности лазерного излучения имели степенной характер с показателями степени соответственно 1.5, 1.8 и 3.8.

Ключевые слова: генерация гармоник, пикосекундное излучение, поляризация.

Введение

За последнее время были проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования генерации гармоник от поверхности твердых тел под действием мощного лазерного излучения пикосекундной и фемтосекундной длительности [1 – 10]. Основные особенности этого процесса имели одинаковый характер во всем временном диапазоне длительностей лазерных импульсов. Излучение с р-поляризацией преобразовывалось в излучение гармоник с эффективностью, значительно превышающей эффективность преобразования s-поляризованного излучения. При этом наблюдалось плавное уменьшение эффективности преобразования с ростом порядкового номера гармоники.

Излучение гармоник имело расходимость, близкую к расходимости лазерного излучения при интенсивностях до 10^{16} Вт/см². При параметре $I\lambda^2 > 10^{18}$ Вт·мкм²/см² (где I – интенсивность лазерного излучения, λ – длина волны излучения) наблюдалось изотропное распространение гармоник. Этот результат был получен при контрасте $\sim 10^{-6}$, что, видимо, было недостаточно при использованных интенсивностях для создания резкого градиента электронной плотности.

В то же время известны результаты исследования поляризационных зависимостей эффективности преобразования, сдвига длины волны преобразованного излучения в длинноволновую и коротковолновую области, а также перехода от узконаправленного распространения гармоники к изотропному, которые отличались друг от друга для различных длительностей лазерных импульсов.

Результаты последних исследований генерации гармоник от поверхности твердого тела показывают, что при использовании лазерных источников с разными длительностями импульсов наблюдаются различные пространственные характеристики излучения гармоник, зависимости эффективности преобразования от поляризационных характеристик лазерного излучения, частотные сдвиги излучения гармоник и т. д. Наиболее важными параметрами в этих экспериментах являются временные характеристики преобразуемого излучения. В проведенных ранее исследованиях использовались импульсы длительностью от десятков фемтосекунд [11] до 2.5 пс [12]. В настоящей работе мы расширяем временной диапазон источников преобразуемого лазерного излучения и исследуем генерацию гармоник от поверхности с использованием импульсов излучения неодимового лазера длительностью 27 пс. Основной целью работы было изучение влияния различных поляризационных эффектов на преобразование в гармоники (вплоть до четвертой). Полученные результаты сравниваются с данными ранее проведенных исследований по преобразованию лазерных импульсов меньшей длительности.

1. Экспериментальная установка

Для исследования генерации гармоник от поверхности использовался лазер на неодимовом фосфатном стекле мощностью 100 ГВт. Лазер состоял из генератора на кристалле Nd:YLF с активно-пассивной синхронизацией мод, электрооптического селектора одиночного импульса, двух двухпроходных усилителей и двух однопроходных усилителей на неодимовом стекле, трех вакуумных пространственных фильтров, изолятора Фарадея для блокирования отраженного излучения и вращателя поляризации Фарадея для получения требуемой поляризации на выходе лазерной системы.

Лазерная система обеспечивала импульсы длительностью 27 пс с энергией 2.5 Дж и интервалом вспышек 3 мин. Лазерное излучение имело расходимость 175 мкрад

*Centre for Advanced Technology, Indore 452013, India

**НПО «Академприбор», Узбекистан, 700143 Ташкент; эл.почта: ganeev@acpr.silk.org

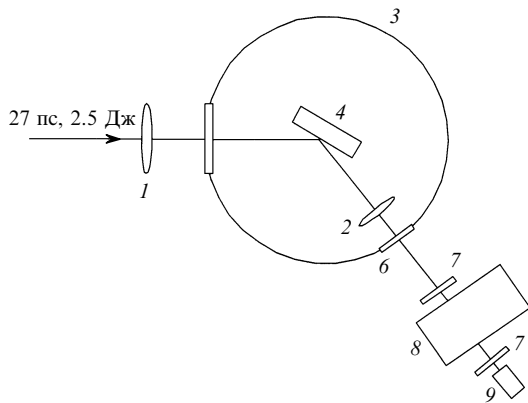


Рис.1. Схема экспериментов:

1 – фокусирующая линза; 2 – кварцевая коллимирующая линза; 3 – вакуумная камера; 4 – мишень; 5 и 6 – входное и выходное кварцевые окна; 7 – фильтры; 8 – монохроматор; 9 – ФЭУ.

и поперечный размер пучка 33 мм (по уровню e^{-2}). Отношение энергии шумового излучения к энергии лазерного импульса было лучше чем 10^{-5} , что гарантировало отсутствие генерации плазмы до прихода основного импульса.

Излучение лазера использовалось для облучения алюминиевой мишени толщиной 100 мкм, напыленной на оптически полированную стеклянную пластину. После каждого выстрела мишень поворачивалась вокруг собственной оси так, что каждый последующий импульс лазерного излучения взаимодействовал с неповрежденной частью алюминиевой пленки. Мишень помещалась в вакуумную камеру, откачиваемую до 10^{-4} Па.

Схема экспериментов показана на рис.1. Лазерное излучение, сфокусированное линзой с фокусным расстоянием 750 мм, падало на мишень под углом 67.5° . Излучение фокусировалось на поверхности мишени в овальное пятно с длинами осей 47 и 120 мкм. Максимальная интенсивность излучения на поверхности мишени составляла $1.5 \cdot 10^{15}$ Вт/см², степень его деполаризации была меньше 0.01. Вращатель поляризации Фарадея преобразовывал р-поляризованное излучения в s-поляризованное. Отраженное излучение накачки и излучение гармоник коллимировались кварцевой линзой и направлялись в монохроматор (CVI, модель DK480).

Излучение второй, третьей и четвертой гармоник регистрировалось ФЭУ (Phillips 2232 для $\lambda = 526.5$ нм, RCA 4840 для $\lambda = 351$ нм и Hamamatsu R166 для $\lambda = 263$ нм) с временным разрешением 3 нс. Для калибровки ФЭУ использовались широкополосные фильтры и интерференционные фильтры с известными коэффициентами пропускания на соответствующих длинах волн. Сигналы с ФЭУ регистрировались цифровыми осциллографами (Tektronix TDS-360 и Lecroy 9350A) с временным разрешением, позволяющим разделить сигналы излучения гармоник и лазерной плазмы.

Особое внимание было уделено предотвращению насыщения ФЭУ. Для измерения абсолютных эффективностей преобразования применялись два метода. В первом методе число фотонов излучения гармоник, попадающего на ФЭУ, рассчитывалось по сигналу с ФЭУ, по его коэффициенту усиления и эффективности фотокатода. Используя параметры калиброванных фильтров и пропускание монохроматора, мы рассчитывали число фотонов излучения гармоник и их энергию, генерируемую на

поверхности. Эффективность преобразования определялась как отношение расчетной энергии излучения гармоник к энергии лазерного излучения, регистрируемого калориметром.

Во втором методе лазерное излучение преобразовывалось в кристаллах KDP во вторую, третью и четвертую гармоники, энергия которых измерялась калориметром после прохождения излучения через вакуумную камеру. Далее излучение гармоник ослаблялось калиброванными фильтрами. Используя коэффициент пропускания излучения через монохроматор, мы определяли калибровочный фактор между энергией соответствующей гармоники и сигналом, измеряемым ФЭУ. Два этих метода позволили найти абсолютные значения эффективности преобразования в гармоники, различающиеся в два раза.

2. Результаты экспериментов и их обсуждение

В первой серии экспериментов были измерены зависимости интенсивностей второй и третьей гармоник от положения мишени относительно зоны перетяжки сфокусированного лазерного излучения. Отношение между интенсивностями второй и третьей гармоник было равно 100 в зоне максимальной эффективности преобразования.

На рис.2 показана зависимость интенсивности второй гармоники от интенсивности лазерного излучения для р- и s-поляризованных волн. Максимальная эффективность преобразования во вторую гармонику составила $2 \cdot 10^{-8}$ для р-поляризованного излучения и была в 10 раз меньше для s-поляризованного излучения. Экспериментальные данные описываются степенными функциями $I_{2\omega} \propto I_{\omega}^{1.5}$ в случае р-поляризации и $I_{2\omega} \propto I_{\omega}^{1.7}$ в случае s-поляризации.

Полученные результаты сравнимы с данными [7, 8] (пикосекундный диапазон), где отношение между интенсивностями второй гармоники, генерируемой р- и s-поляризованным излучением накачки, было равно 2–10. В

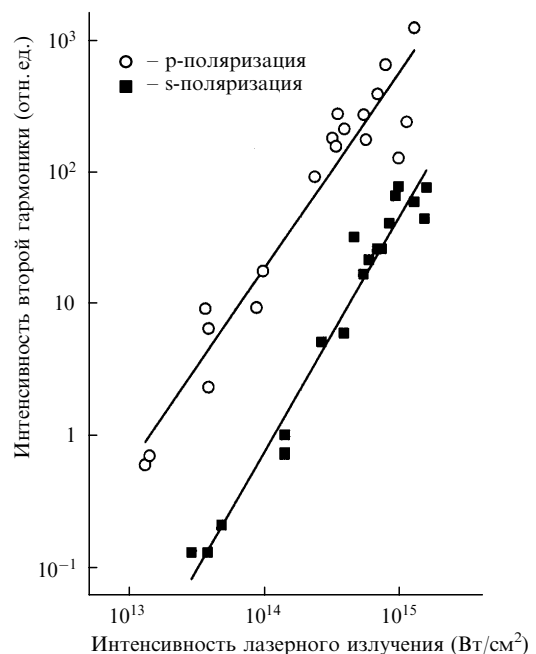


Рис.2. Зависимости интенсивности второй гармоники от интенсивности лазерного излучения для случаев s- и р-поляризаций.

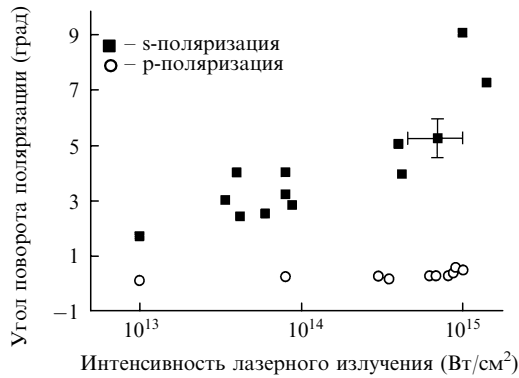


Рис.3. Зависимости угла поворота поляризации лазерного излучения от интенсивности s- и р-поляризованной накачки.

то же время для более коротких импульсов (фемтосекундный диапазон) это отношение намного больше ($\sim 10^3$, см., напр., [13]).

Данное различие может быть объяснено поворотом s-поляризации излучения накачки вследствие эффекта Фарадея для импульсов с большей длительностью. Подобный поворот обусловлен спонтанными мегагауссными магнитными полями, генерируемыми в лазерной плазме. Наша методика определения угла поворота поляризации была аналогична методике, применявшейся ранее [14] для измерения мегагауссных магнитных полей. Поляризация лазерного излучения, отраженного от мишени, анализировалась с использованием призмы Глана. Каждая из ортогональных компонент измерялась калиброванными калориметрами.

На рис.3 показана зависимость угла поворота поляризации лазерного излучения от интенсивности накачки. Для р-поляризованного излучения мы не обнаружили заметного поворота поляризации. Для s-поляризованного излучения при $I = 10^{15}$ Вт/см² был зарегистрирован поворот плоскости поляризации на угол 9°. Значительная энергия в ортогональной поляризованной компоненте в последнем случае может быть объяснена как поворотом плоскости поляризации, так и деполаризацией при взаимодействии с лазерной плазмой.

Для доказательства того, что данный эффект обусловлен именно поворотом поляризации, мы измеряли отношение энергий, регистрируемых двумя калориметрами при повороте призмы Глана вокруг оси отраженного излучения, что позволяло измерить точный угол поворота поляризации без учета деполаризации. Минимальный угол поворота поляризации наблюдался при повороте призмы Глана на 10°. Этот угол совпадал с углом поворота плоскости поляризации (9°, рис.3) при максимальной интенсивности.

Таким образом, в нашем случае деполаризация излучения в лазерной плазме не играла важной роли. Большие углы поворота поляризации (22.5°) наблюдались ранее [14] при аналогичных интенсивностях (10^{15} Вт/см²) и длительностях импульса 100 пс. Поглощение р-поляризованного излучения приводило к генерации магнитного поля, вектор которого находился в плоскости поляризации излучения. Последнее приводило к меньшему повороту плоскости поляризации р-поляризованной накачки по сравнению со случаем s-поляризованного излучения.

Авторы работы [8] наблюдали только двукратное увеличение интенсивности гармоники, генерируемой р-поляризованным излучением, по сравнению с интен-

сивностью гармоники, генерируемой s-поляризованным излучением. Они также объясняют это влиянием поворота поляризации в спонтанных магнитных полях, генерируемых внутри плазмы. Их оценки угла поворота поляризации базируются на результатах работы [14], в которой использовались импульсы длительностью 100 пс.

В [8] установлено совпадение оценок угла поворота s-поляризованного излучения с измеренным отношением интенсивностей гармоник для двух ортогональных поляризаций даже в случае импульсов длительностью 2.2 пс. В наших экспериментальных условиях мы имели более длинные импульсы и большие длины взаимодействия. Таким образом, в нашем случае влияние поворота s-поляризованного излучения, обусловленного эффектом Фарадея, должно играть более важную роль при генерации гармоник.

Увеличение угла поворота поляризации с ростом интенсивности лазерного излучения можно объяснить ростом доли поглощенной энергии излучения при увеличении интенсивности. В наших условиях начальное отражение (50 %) от мишени при малых интенсивностях ($\sim 10^{13}$ Вт/см²) снижалось до 15 % при интенсивностях, превышающих 10^{15} Вт/см². В соответствии с этим обстоятельством напряженности спонтанных магнитных полей, генерируемых в результате поглощения лазерного излучения, возрастают до мегагауссного уровня, что ведет к соответствующему росту угла поворота поляризации отраженного излучения.

Эксперименты по ГВГ от поверхности мишени были проведены для двух ортогональных поляризаций. На рис.4 показаны зависимости интенсивности второй гармоники от угла поляризации лазерного излучения φ . Углы $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$ отвечают р- и s-поляризованному преобразуемому излучению. Две экспериментальные точки (■ и ●) при $\varphi = 90^\circ$ отвечают усредненной относительной интенсивности второй гармоники для двух интенсивностей s-поляризованного лазерного излучения ($3 \cdot 10^{13}$ и 10^{15} Вт/см²). Видно, что с ростом интенсивности (и, соответственно, поглощения) увеличивается относительная интенсивность излучения второй гармоники, обусловленная s-поляризованным излучением накачки.

На рис.4 для сравнения приведены также результаты работы [5] ($I = 10^8$ Вт/см², $t_p = 100$ фс, $\lambda = 800$ нм), которые соответствуют зависимости $I_{2\omega} \propto \cos^4 \varphi$. Данная зависимость была получена при энергии излучения значительно ниже пороговой энергии генерации плазмы. Эксперименты [5] показывают, что генерация гармоник обусловлена исключительно процессами на границе по-

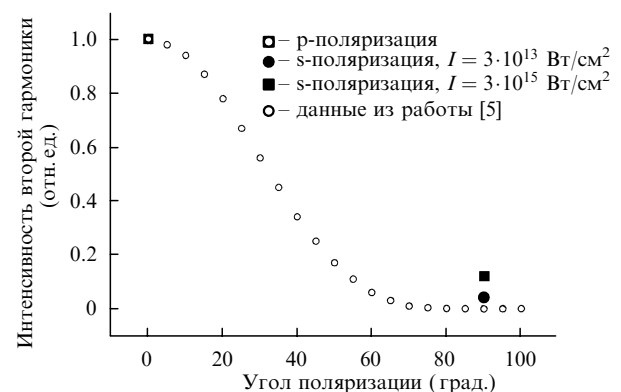


Рис.4. Зависимости интенсивности второй гармоники от угла поляризации лазерного излучения, полученные в [5] и в настоящей работе.

верхность – вакуум. Из сравнения этих результатов следует, что генерация второй гармоники от s-поляризованного излучения может быть получена в условиях генерации лазерной плазмы, когда часть s-поляризованной волны меняет свою поляризацию, что ведет к созданию условий генерации гармоник.

Проведенные ранее исследования поляризационных характеристик излучения гармоник показали, что последние имеют ту же поляризацию, что и отраженное от мишени лазерное излучение [1, 2, 5, 15]. Аналогичные результаты предсказываются и теоретическими расчетами. В соответствии с моделью движущегося зеркала поляризации излучения накачки и гармоники должны совпадать. Некоторые правила для поляризационных зависимостей, сформулированные в [16] и относящиеся к случаю резкой границы плазма – вакуум, предсказывают, что р-поляризованное лазерное излучение должно генерировать р-поляризованные четные и нечетные гармоники.

В то же время только нечетные гармоники той же поляризации должны генерироваться при возбуждении s-поляризованным лазерным излучением. Четные гармоники в этом случае должны иметь р-поляризацию. Однако указанные особенности характерны для случая резкой границы плазма – вакуум ($L/\lambda < 0.1$). Используемые нами параметры излучения приводили к формированию протяженного градиента электронной плотности ($L/\lambda \sim (10^7 \text{ см/с} \times 27 \text{ пс})/1 \text{ мкм} \sim 2.7$).

Не интерпретируя наши результаты в рамках модели резкой границы плазма – вакуум, мы все же хотим отметить ряд совпадений в поведении поляризационных характеристик в этих двух случаях. Мы измеряли долю ортогональной поляризации в излучении второй гармоники для s- и р-поляризованной накачки, помещая призму Глана после монохроматора. Для р-поляризованного излучения накачки почти все излучение второй гармоники (97 %) имело ту же поляризацию, и эта картина не менялась с ростом интенсивности лазера.

В то же время для s-поляризованного излучения накачки более 30 % излучения второй гармоники (при максимальной интенсивности) имело противоположную поляризацию. Этот эффект, как уже отмечалось выше, обусловлен поворотом поляризации накачки. Даже незначительный поворот s-поляризации лазерного излучения приводил к дополнительному росту эффективности ГВГ. В результате зависимость интенсивности излучения s-поляризованной накачки имела больший наклон по сравнению со случаем р-поляризованной накачки (см. рис.2).

Различие между энергиями излучения второй гармоники, генерируемой s- и р-поляризованной накачкой, уменьшается с ростом интенсивности не только вследствие генерации сильных магнитных полей и последующего поворота поляризации. При экстремально высоких интенсивностях ($\sim 10^{19} \text{ Вт/см}^2$) ранее [12] не наблюдалось различий в эффективностях преобразования гармоник, обусловленных разными поляризациями. Авторы [12] объясняют это нарушением однородности поверхностного раздела между мишенью и вакуумом при взаимодействии с излучением подобной интенсивности.

Эти поляризационные эффекты играют особенно важную роль для сравнительно «длинных» импульсов. В работах [7, 8] подчеркивалась важность поворота поляризации для импульсов длительностью 0.8 и 2.2 пс. Наши результаты и сравнение их с результатами проведенных

ранее исследований показывают, что с увеличением длительности импульса поворот поляризации может изменить протекание некоторых физических процессов на границе раздела поверхность – вакуум.

Эффективности преобразования в третью гармонику для s- и р-поляризаций излучения накачки различались намного больше, чем эффективности преобразования во вторую гармонику. Отношение интенсивностей третьей гармоники, генерируемой р- и s-поляризованной накачкой, превышало 100. Этот результат качественно согласуется с теоретическими расчетами [17], предсказывающими увеличение на один-два порядка интенсивности гармоники, генерируемой р-поляризованным излучением, по сравнению со случаем s-поляризованной накачки. Для р-поляризации связь между интенсивностями излучения третьей гармоники и накачки определялась степенной зависимостью $I_{3\omega} \propto I_{\omega}^{1.8}$.

Зависимость интенсивности четвертой гармоники от интенсивности накачки мы измерили только для р-поляризованного излучения. Она имела также степенной характер с наклоном 3.8. Сигнал четвертой гармоники от s-поляризованной накачки был ниже уровня шума и порога чувствительности нашей измерительной системы.

Подчеркнем еще раз, что наши условия (протяженный градиент электронной плотности) существенно отличались от условий резкой границы плазма – вакуум. Некоторые совпадения поляризационных особенностей имеющихся моделей (движение электронов под действием оптического поля на резкой границе плазма – вакуум [4, 11, 18, 19] и $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -механизм [17, 20]) с нашими результатами могут говорить о ряде общих закономерностей, характерных для этих двух режимов взаимодействия излучения с веществом.

Заключение

Таким образом, исследованы поляризационные особенности генерации гармоник от поверхности с использованием лазерного излучения длительностью 27 пс при интенсивностях до $1.5 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Эффективности преобразования во вторую, третью и четвертую гармоники составили соответственно $2 \cdot 10^{-8}$, 10^{-10} и $5 \cdot 10^{-12}$. Интенсивности второй, третьей и четвертой гармоник имели степенную зависимость от интенсивности накачки с показателями степени соответственно 1.5, 1.8 и 3.8. Расходимость второй гармоники была равна расходимости накачки.

Эффективность преобразования р-поляризованного излучения в десять и сто раз превышала таковую для s-поляризованного излучения при ГВГ и генерации третьей гармоники соответственно. Исследован поворот поляризации, обусловленный эффектом Фарадея в сильных магнитных полях, генерируемых в лазерной плазме. Детально изучены поляризационные характеристики отраженного излучения и второй гармоники.

Проведенные исследования показали, что генерация гармоник от поверхности твердых тел под действием импульсов длительностью 27 пс имеет ряд поляризационных особенностей, близких к наблюдаемым в фемтосекундном диапазоне. В то же время между ними имеется ряд существенных различий.

Р.А.Ганев выражает благодарность фонду TWAS Associateship Scheme, а также Д.Д.Бхавалкар за поддержку и полезные обсуждения во время пребывания Р.А.Г. в

Центре передовых технологий (Centre for Advanced Technology).

1. Farkas G., Toth C., Moustazis S.D., Papadogiannis N.A., Fotakis C. *Phys.Rev.A*, **46**, R3605 (1992).
2. Von der Linde D., Engers T., Jenke G., Agostini P., Grillon G., Nibbering E., Mysyrowicz A., Antonetti A. *Phys.Rev.A*, **52**, R25 (1995).
3. Kollweyer S., Tsakiris G.D., Wahlstrom C.-G., Tilman M., Mercer I. *Optics Comms*, **117**, 431 (1995).
4. Von der Linde D., Razewski K. *Appl.Phys.B*, **63**, 499 (1996).
5. Papadogiannis N.A., Moustazis S.D., Loukakos P.A., Kalpouzos C. *Appl.Phys.B*, **65**, 339 (1997).
6. Chambers D.M., Norreys P.A., Dangor A.E., Marjoribanks R.S., Moustazis S., Neely D., Preston S.G., Wark J.S., Watts I., Zepf M. *Optics Comms*, **148**, 289 (1998).
7. Лосев Л.Л., Сосков В.И. *Квантовая электроника*, **25**, 467 (1998).
8. Ishizawa A., Inaba K., Kanai T., Ozaki T., Kuroda H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 60 (1999).
9. Papadogiannis N.A., Loukakos P.A., Moustazis S.D. *Optics Comms*, **166**, 133 (1999).
10. Hansen C.T., Wilks S.C., Young P.E. *Phys.Rev.Letts*, **83**, 5019 (1999).
11. Von der Linde D. *Appl.Phys. B*, **68**, 315 (1999).
12. Norreys P.A., Zepf M., Moustazis S., Fews A.P., Zhang J., Lee P., Bakarezos M., Danson C.N., Dyson A., Gibbon P., Loukakos P., Neely D., Walsh F.N., Wark J.S., Dangor A.E. *Phys.Rev.Letts*, **76**, 1832 (1996).
13. Von der Linde D., Schulz H., Engers T., Schuler H. *IEEE J.Quantum Electron.*, **28**, 2388 (1992).
14. Stamper J.A., Ripin B.N. *Phys.Rev.Letts*, **34**, 138 (1975).
15. Georges A.T. *Phys.Rev.A*, **54**, 2412 (1996).
16. Lichters R., Meyer-ter-Vehn J., Pukhov A. *Phys.Plasmas*, **3**, 3425 (1996).
17. Gibbon P. *Phys.Rev.Letts*, **76**, 50 (1996).
18. Bulanov S.V., Naumova N.M., Pegoraro F. *Phys.Plasmas*, **1**, 745 (1994).
19. Bezzeries B., Jones R.D., Forslund D.W. *Phys.Rev.Letts*, **40**, 202 (1982).
20. Wilks S.C., Kruer W.L., Mori W.B. *IEEE Trans.Plasma Sci.*, **21**, 120 (1993).

R.A.Ganeev, J.A.Chakera, M.Raguramaiah, A.K.Sharma, P.A.Naik, P.D.Gupta. Polarisation characteristics of harmonics and reflected radiation upon the interaction of 100-GW picosecond pulses with aluminium films.

The generation of harmonics from a solid surface irradiated by 27-ps pulses ($I \leq 1.5 \cdot 10^{15}$ W/cm²) from a neodymium laser is studied. The conversion efficiency in the case of p-polarised laser radiation was more than ten times higher than that for the s-polarised radiation for the second harmonic generation and more than one hundred times higher for the third harmonic generation. The optical rotation of the second harmonic generated by s- and p-polarised laser radiation is studied. The efficiencies of the second, third, and fourth harmonic generation were $2 \cdot 10^{-8}$, 10^{-10} , and $5 \cdot 10^{-12}$, respectively. The intensities of the second, third, and fourth harmonics exhibit a power dependence on the laser radiation intensity with exponents equal to 1.5, 1.8, and 3.8, respectively.