

07

© 1991

## ПЕРЕХОДНОЕ РАССЕЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

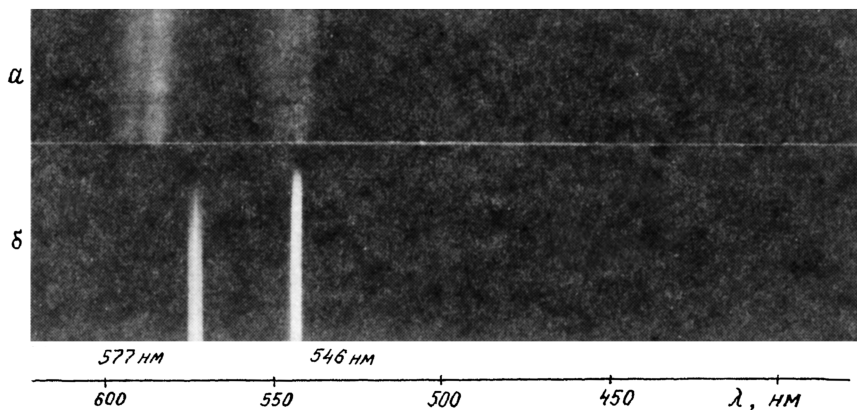
Ю.В. Коробкин, И.В. Романов,  
В.Б. Студенов

Изучение радиационных процессов, протекающих при взаимодействии лазерного излучения с веществом, вызывает как научный, так и практический интерес. Одним из таких процессов является переходное рассеяние лазерного излучения на заряженных частицах в нелинейных средах (жидкостях). Теория переходного рассеяния разработана в работе [1]. В работах [2, 3] приводится энергетический расчет переходного рассеяния лазерного излучения на треке частицы, пролетающей керровскую жидкость, определяются основные свойства рассеянного света, а именно его поляризованность, частота, монохроматичность, диаграмма направленности. Выражение для энергии переходного рассеяния имеет следующий вид:

$$Q = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_0(0)} \right)^2 \frac{\sigma^2 \Omega \pi L \tau}{4\epsilon_0(\Omega) \left( \frac{K^2}{K_0^2} - 1 \right)} (1 + \cos^2 \alpha), \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\Delta\epsilon = \epsilon_2 E^2$  – добавка диэлектрической проницаемости среды, обусловленная ее нелинейностью ( $E$  – напряженность светового поля волны лазера);  $\epsilon_0(0)$  – статическая диэлектрическая проницаемость среды;  $\Omega = 2\omega$  ( $\omega$  – частота лазерного излучения);  $\epsilon_0(\Omega)$  – диэлектрическая проницаемость среды на частоте рассеяния света;  $\sigma$  – линейная плотность заряда на треке частицы – заряженной нити;  $L$  – эффективная длина взаимодействия светового пучка лазера с заряженной нитью;  $\tau$  – длительность светового импульса лазера;  $K_0$ ,  $K$  – волновые числа волн диэлектрической проницаемости среды и переходного рассеяния соответственно. (Они связаны с показателями преломления среды на соответствующих частотах выражением  $K/K_0 = n(\Omega)/n(\omega)$ ).

В данной работе исследовалась возможность экспериментального получения переходного рассеяния света на треке заряженной частицы. В эксперименте система среда-частица-трек моделировалась с помощью цилиндрического конденсатора с параметрами: длина  $l = 200$  мм, внешний диаметр 60 мм. Внутренняя обкладка представляла из себя натянутую проволочку диаметром 100 мкм и служила аналогом трека частицы. В качестве нелинейной среды использовалась керровская жидкость бензол ( $\epsilon_2 = 6 \cdot 10^{-12}$  ед. СГСЭ). Торцы



Спектр излучения в видимой области на выходе из кюветы при наложении электростатического поля (а). Реперный спектр ртутной лампы СМР-1 (б).

конденсатора были выполнены из оптического стекла и являлись входными окнами для лазерного пучка. Подобная система обеспечивала возможность создания чрезвычайно большой напряженности электрического поля вблизи нити  $\sim 10^6$  В/м. Линейная плотность заряда на проволочке определяется выражением

$$\sigma = \frac{2\pi\varphi\epsilon_0\epsilon_0(0)}{\ln(R_2/R_1)}, \quad (2)$$

где  $\varphi$  - потенциал на обкладке конденсатора,  $R_1$ ,  $R_2$  - радиусы внешней и внутренней обкладок конденсатора соответственно. При  $\varphi$  равном 25 кВ  $\sigma$  составляет  $6 \cdot 10^{-7}$  Кл/м.

Для создания волны диэлектрической проницаемости в среде использовалась интенсивная световая волна, генерируемая лазером на алюминате  $YAlO_3 : Nd^{+3}$  с  $\lambda = 1.07$  мкм. Исходя из энергетических расчетов переходного рассеяния, оптимальным режимом работы лазера является режим синхронизации мод. Выходные параметры лазера в режиме пассивной синхронизации мод составляли: энергия  $E = 0.3 - 0.5$  Дж в цуге, длительность цуга  $t = 100$  нс, длительность пика  $\tau = 30$  пс, количество пиков  $N = 20$ . Высоковольтный импульс напряжения  $\tau \approx 3$  мс подавался на кювету с бензолом синхронно со световым импульсом. При данных выходных параметрах излучения лазера расчетная величина энергии переходного рассеяния составляет  $5 \cdot 10^{-5}$  Дж.

Спектры излучения на выходе из кюветы наблюдались на монохроматоре и регистрировались на фотопленку. Типичный спектр приведен на рисунке. Результаты проведенных экспериментов можно суммировать в следующем виде.

1. Присутствует суперуширение спектра, обусловленное фазовой самомодулирующей световой волной лазера. Часть спектра со сдвигом частоты вверх простирается до красной области видимого диапазона.

2. Без подачи электрического поля наблюдается неполяризованное кооперативное рассеяние излучения лазера во вторую гармонику, характерное для циклогексана, бензола, сероуглерода.

3. При приложении электрического поля появляется поляризованная компонента переходного рассеяния с направленностью, определяемой условием черенковского излучения:

$$\cos \theta = \frac{k_0}{k} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0} V_\epsilon}, \quad (3)$$

где  $V_\epsilon = \Omega/k_0$  - фазовая скорость волны проницаемости.

Энергетические измерения с помощью ФЭУ-79, калиброванного второй гармоникой неодимового лазера, показали, что энергия переходного рассеяния коррелирует с расчетами, выполненными по формуле (1).

Уширение спектра переходного рассеяния можно объяснить следствием фазовой самомодуляции лазерного пучка в бензоле.

Необходимо отметить, что точные измерения поляризации, энергии, диаграммы направленности возможны при принятии мер, исключающих нестационарную самофокусировку лазерного пучка и его фазовую самомодуляцию в нелинейной среде.

В заключение авторы выражают признательность В.А. Давыдову за плодотворную дискуссию и обсуждение полученных результатов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и н з б у р г В.Л., Ц ы т о в и ч В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. С. 20-46, 191-234.
- [2] Д а в ы д о в В.А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 859.
- [3] Д а в ы д о в В.А. // Изв. АН СССР, сер. физическая. 1981. Т. 45. С. 1848-1851.

Московский  
институт радиотехники,  
электроники  
и автоматики

Поступило в Редакцию  
17 мая 1991 г.