

07

© 1990

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ВКР СВЕРХКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА

Н.В. Чернега, А.И. Соколовская,
Р. Шевалье*, Ж. Ривуар*

Для развития представлений о ВКР, как физическом явлении, представляют интерес эксперименты при малой длине взаимодействия ВКР и накачки, когда геометрия освещения рассеивающего слоя не играет определяющей роли.

При решении практических задач обычно требуется получить ВКР с определенными характеристиками — пространственной когерентностью, высокой направленностью и т.д. В наносекундном диапазоне возбуждения это часто достигается путем подбора геометрии освещения активной среды. При возбуждении ВКР сверхкороткими импульсами света методы формирования волн ВКР с заданными характеристиками наименее исследованы.

В настоящей работе была поставлена задача в пикосекундном диапазоне возбуждения изучить влияние геометрии освещения активной среды и энергии возбуждающего излучения на пространственные и энергетические характеристики ВКР, распространяющемся навстречу накачке. Предполагалось также исследовать возможность получения пространственно когерентной волны ВКР „назад” с дифракционной расходимостью при разных геометриях освещения и протяженности активной среды.

ВКР возбуждалось в слоях ацетона толщиной $l = 2$ и 5 см второй гармоники одимодового ИАГ-лазера при длительности импульса $25 \cdot 10^{-12}$ с, расходимости $5 \cdot 10^{-4}$ радиан и максимальной энергии 5 мДж. Энергия лазера была стабильна с точностью до 10%. Излучение лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 10 см. Измерения проводились при разных положениях фокальной перетяжки относительно кюветы с рассеивающим веществом. ВКР возбуждалось а) сходящимся пучком света, когда фокальная перетяжка была вынесена на 15 мм вперед за пределы активного слоя, б) излучением, сфокусированным в центр кюветы, в) расходящимся пучком света при положении фокальной перетяжки на расстоянии 10 мм от входной границы активной среды.

Измерялись одновременно энергия возбуждающего импульса E_D , энергия первой стоксовой компоненты ВКР „назад” E_C и энергия излучения, прошедшего через кювету с рассеивающей средой E_P . Также регистрировалось распределение интенсивности в попереч-

* Институт научных и технических исследований, г. Анже (Франция).

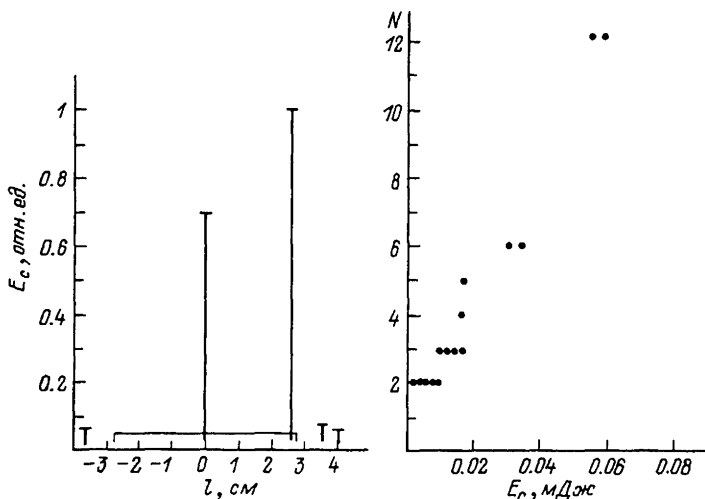


Рис. 1. Зависимость числа пятен (N) в пространственном распределении стоксовой волны от ее энергии.

Рис. 2. Диапазон наблюдаемых энергий стоксовой волны в зависимости от положения фокальной перетяжки лазерного излучения относительно кюветы с рассеивающей средой.

ном сечении пучка первой стоксовой компоненты ВКР „назад” на разных расстояниях от кюветы и затем определялась расходимость.

Для регистрации излучения использовались в качестве приемников фотодиоды *SGD-100*, ПЗС-матрица, *EG/C RETICON MC-900*. Результаты обрабатывались с помощью компьютера *IBM-XT*.

Анализ экспериментальных результатов показал, что при любых конфигурациях (а, б, в) освещения и длинах активного объема в поперечном сечении первой стоксовой компоненты наблюдаются отдельные яркие пятна правильной круглой формы практически при отсутствии фона, соответствующие определенным порциям излучения ВКР „назад”. Для каждой отдельной порции характерна энергия E_c не больше $9 \cdot 10^{-3}$ мДж ($\sim 10^{13}$ квантов), расходимость излучения $\theta_c = 7 \cdot 10^{-4}$ рад (близкая к лазерной), высокая пространственная когерентность. На рис. 1 приведена зависимость числа порций (N) первой стоксовой компоненты ВКР „назад” от суммарной энергии E_c ВКР „назад” в мДж. Как видно из рис. 1, увеличение энергии одной порции излучения стоксовой волны E_c происходит только до энергии $9 \cdot 10^{-3}$ мДж. Дальнейший рост энергии первой стоксовой компоненты E_c сопровождается появлением новой порции ВКР с указанными выше характеристиками.

Независимо от того, расходящейся или сходящейся волной накачки освещался объем ацетона, ВКР „назад” после прохождения

линзы, фокусирующей возбуждающее излучение, представляло собой волну практически с дифракционной расходимостью, близкой к расходимости лазерного излучения, либо совокупность таких волн. На рис. 2 показана зависимость интервала энергии стоксовой волны E_C от положения фокальной перетяжки относительно центра кюветы с активной средой (толщина слоя ацетона 5 см). В том случае, когда фокальная перетяжка была вынесена за пределы активного объема при каждом выстреле лазера наиболее вероятно было возникновение только одной волны ВКР „назад“, энергия которой была $E_C \lesssim 9 \cdot 10^{-3}$ мДж. При положении фокальной перетяжки внутри активного объема энергия ВКР „назад“ принимала ярко выраженный статистический характер. Увеличивалась вероятность преобразования энергии лазера в ВКР и вероятность появления ВКР „назад“ в виде совокупности волн с идентичными характеристиками (энергией, расходимостью, когерентностью). Флуктуации энергии ВКР „назад“ доходили до 100% и были связаны с основным с флуктуациями числа волн, возникающих от выстрела к выстрелу. Изучение распределения интенсивности в сечении пучка ВКР „назад“ показало, что флуктуирует не только число волн, но и направление их распространения в пространстве.

Как известно, флуктуации энергии свойственны всем импульсным лазерным системам независимо от вида возбуждающей системы и способа возбуждения. Это явление вполне универсально и обычно трактуется как флуктуации усиленных в поле накачки выбросов спонтанного испускания. Аналогичное объяснение получили флуктуации энергии ВКР в наносекундном диапазоне [1-5] и пикосекундном диапазоне возбуждения [6-8].

Статистика ВКР света при возбуждении пикосекундными импульсами в сжатом водороде, преимущественно при попутном распространении, изучалась и обсуждалась в целом ряде работ и представляет самостоятельный интерес [8-10].

Если принять модель зарождения ВКР из спонтанного шума КР для объяснения результатов данной работы, то возникновение пространственно когерентных волн ВКР „назад“ следует рассматривать как результат усиления и селекции в поле накачки единичных выбросов обычного КР, распространяющегося навстречу импульсу накачки.

Однако в рамках указанных представлений трудно объяснить причину пространственного квантования энергии ВКР „назад“, независимость расходимости и когерентности отдельных волн ВКР от геометрии освещения активного объема. Для выяснения физических причин этого явления требуются дополнительные экспериментальные и теоретические исследования.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] И щ е н к о В.И., Л и с и ц ы н В.Н., Р а ж е в А.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 669.

- [2] Морозова Е.А., Соколовская А.И., Сушинский М.М. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 6. С. 2161-2166.
- [3] Морозова Е.А., Соколовская А.И. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. В. 3. С. 612-615.
- [4] Морозова Е.А., Соколовская А.И. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. В. 9. С. 2052-2057.
- [5] Масалов А.В., Чирков В.А. // Краткие сообщения по физике, ФИАН, 1977. № 1. С. 3-7.
- [6] Бреховских Г.Л., Соколовская А.И., Ферье Ж.-Л. и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. В. 3. С. 622-624.
- [7] R a u m e r M.G., M o s t o w s k i J. // Phys. Rev. A. 1981. V. 24. N 4. P. 1980-1983.
- [8] M a t t e r m a n K., F a b r i c i u s N., V o n D e r L i n d e D. // Opt. Comm. 1986. V. 57. N 3. P. 212-214.
- [9] W a l m s l e y A., R a u m e r M.G. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. N 13. P. 962-965.
- [10] Грабчиков А.С., Клипин С.Я., Козич В.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 3. С.118-122.

Поступило в Редакцию
12 сентября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21

12 ноября 1990 г.

05.2; 09

© 1990

УСИЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ГИБРИДНЫХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ ФЕРРИТ-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК-СВЕРХПРОВОДНИК

А.Г. Г л у щ е н к о

Создание активных устройств на магнитостатических волнах (МСВ) требует исследования условий их эффективного усиления [1]. Возможность усиления МСВ магнитным потоком решетки вихрей в сверхпроводнике под действием транспортного тока в структуре феррит-сверхпроводник показана в [2] и основана на высокой подвижности вихревой структуры высокотемпературных сверхпроводников. При этом скорость движения вихрей $v \sim 10^4$ м/с может быть сопоставима с фазовой скоростью МСВ в пленках ИЖГ, что может позволить получить высокий коэффициент усиления при плотностях тока, не превышающего тока распаривания [2] $j \sim 10^{11}$ -