

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

535.375.5(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(29—30 марта 1978 г.)

29 и 30 марта 1978 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. Заседание было посвящено 50-летию со дня открытия комбинационного рассеяния света. На сессии были заслушаны доклады:

1. А. М. Прохоров. Вступительное слово.
2. М. А. Леонтович. К истории открытия комбинационного рассеяния света.
3. М. М. Сушинский. Комбинационное рассеяние света при фазовых переходах в кристаллах.
4. В. М. Агранович. Поверхностные электромагнитные волны и комбинационное рассеяние света на поверхностных поляритонах.
5. В. Т. Алексанян. О некоторых применениях спектров комбинационного рассеяния в химии.
6. Ю. Н. Денисюк. Состояние и перспективы развития голографии с записью в трехмерных средах.
7. Ш. Д. Какйашвили. Поляризационная голография.
8. Б. Я. Зельдович, В. В. Рагульский. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света.
9. В. Г. Сидорович. Модовая теория трехмерной голограммы.
10. В. И. Беспалов, А. А. Бетин, Г. А. Пасманик. Воспроизведение волнового фронта световых пучков при вынужденном рассеянии.

Ниже публикуются краткие содержания восьми докладов.

535.375.5(09)(048)

М. А. Леонтович. К истории открытия комбинационного рассеяния света. Сейчас из свидетелей открытия явления комбинационного рассеяния света осталось, пожалуй, только два человека: Фрида Соломоновна Ландсберг и я. Фрида Соломоновна мне очень помогла вспомнить всякие детали; оказалось, что у нее память значительно лучше сохранилась, чем у меня.

Естественно, я могу говорить, как свидетель, только о работах Л. И. Мандельштама и Г. С. Ландсберга. В том, что касается работ Рамана и Кришнана, то я ничего не могу добавить к тому, что уже опубликовано. Поэтому я в конце моего сообщения ограничусь краткими замечаниями по поводу этих работ.

Работы по молекулярному рассеянию света начались в Московском университете с момента организации кафедры теоретической физики, которую занял Л. И. Мандельштам. Это произошло в 1925 г. и с этого времени начались работы по рассеянию света. Насколько я знаю, — и, может быть, это обстоятельство многое объяснит из дальнейшей истории этой работы — Л. И. Мандельштам долгое время был в отрыве от исследований по оптике, так как он работал в Центральной радиолоборатории в Ленинграде. Времена были тогда, как все понимают, трудные для научной деятельности. И вот переход Л. И. Мандельштама в Московский университет был, по существу, возвращением его к научной работе по физике, именно — по оптике.

С самого начала, в 1926 г., Мандельштам опубликовал теорию явления, которое мы теперь называем дублетом Мандельштама — Бриллюэна. Собственно говоря, эта работа и была стимулом для дальнейшего развития работ по рассеянию света.

Конечной целью становилось обнаружение дублета в спектре рассеянного света, следующего из формулы Л. И. Мандельштама:

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \pm 2 \frac{a}{c} \sin \frac{\theta}{2},$$

где θ — угол рассеяния, a — скорость звука, c — скорость света в среде, $\delta\nu$ — отклонение частоты рассеянного света от частоты ν падающего света.

Эксперименты начались с работы Г. С. Ландсберга по изучению рассеяния света в кристаллах. Почему были выбраны кристаллы, хотя было известно, что в кристаллах молекулярное рассеяние слабее, чем в жидкостях аналогичной плотности? Дело в том, что было опасение, что дублетное расщепление линий в спектре рассеянного света в жидкостях будет смазано из-за большого поглощения звука. В то время данных о поглощении звука для очень высоких частот еще не было. Поэтому и обратились к изучению рассеяния света в кристаллах.

С 1926 г. начались работы Г. С. Ландсберга по измерению общей интенсивности света, рассеянного кристаллами кварца. Прежде всего нужно было установить, что в хороших кристаллах кварца доминирует действительно молекулярное рассеяние, а рассеяние света за счет несовершенства кристаллической решетки не существенно. Критерием этого была выбрана температурная зависимость интенсивности рассеянного света. Для молекулярного рассеяния эффект должен быть пропорционален температуре. В результате исследований, занявших около двух лет, Г. С. Ландсберг доказал, что в хороших образцах кварца действительно рассеяние зависит от температуры, причем примесь не молекулярного рассеяния составляет в лучших образцах около 20%.

Началась подготовка к обнаружению в этих лучших образцах кварца эффекта, предсказываемого теорией Мандельштама. Ясно было, что смещение спектральных линий будет очень мало и с помощью обычных призмных спектрографов обнаружено быть не может. Ввиду малости эффекта необходимо было применение методов интерференционной спектроскопии, однако лаборатория обладала лишь одной пластинкой Льюмера — Герке, причем даже не кварцевой, а стеклянной. Было решено вначале получить на грубом приборе спектр рассеянного света, который подвергался бы дальнейшему изучению на более тонкие его особенности. Начались систематические снимки спектров с помощью единственного кварцевого спектрографа, который был в лаборатории.

Очень скоро после того как были получены первые снимки, началось беспокойство: не то спектрограф нехорош, не то кристалл почему-то отражает где-то и дает ложные линии. Эти разговоры я хорошо запомнил. Основная терминология, которая применялась, была «фальшивый свет», откуда-то берущийся. На самом деле на спектрограммах были заметны комбинационные сателлиты. Для выяснения этого решающим явился опыт с ртутным паром. Исследовалось рассеяние в кварце резонансной линии ртути 2536 Å. Перед щелью спектрографа при съемках ставился кварцевый сосудик с ртутным паром. Ясно, что при подходящей концентрации и толщине сосуда резонансная линия должна была нацело поглотиться в ртутном паре. Уже на одной из первых полученных таким путем спектрограмм было видно, что линия 2536 Å, как и ожидалось, поглощается. Дополнительные линии не поглощались. Это означало, что они имеют другую длину волны, т. е. это вовсе не «фальшивый свет» с той же длиной волны, который как-то стороной забрался в спектрограф. Этот опыт сыграл решающую психологическую роль. Конечно, достаточно было бы с несколькими разными спектрографами снять спектры рассеянного света. «Фальшивый свет» на разных спектрографах должен был давать разную картину. Так как имелся только один спектрограф, пришлось изощряться остроумием с применением ртутного пара. Конечно, этот опыт был гораздо более убедительным, чем опыт с разными спектрографами.

После указанных опытов возникло убеждение в реальности сателлитов, причем сразу выяснилось, что целый ряд разностей частот сателлитов и возбуждающей линии равен инфракрасным частотам кварца. Такое соотношение проявлялось не для всех сателлитов. Некоторые из разностей частот не совпадали с частотами полос поглощения кварца в инфракрасной области.

Итак, было надежно установлено реальное существование в рассеянном свете смещенных по частоте линий, или сателлитов. Приходится удивляться, насколько быстро после этого возникло понимание явления. Как это ни удивительно, но это факт, что Л. И. Мандельштам, много думавший о теории Дебая, в то время не знал о ее развитии Борном. Поэтому и задуманные им опыты связаны были, если хотите, с проверкой выводов из дебаевской теории твердого тела, дававшей только очень малое смещение спектральных линий при рассеянии света. Я долго не мог поверить, что это так, но Ф. С. Ландсберг все это подтвердила. Можно понять, почему так произошло. Л. И. Мандельштам оказался оторванным от того круга интересов, которые его занимали в стразбургский период его жизни. В Страсбурге он занимался и оптикой,

и радиотехникой. В последующем он «перекинулся» на работы по радиотехнике более технического характера. В последнее время, когда уже появились зарубежные научные журналы и можно было судить об успехах физики, он оказался оторванным от общего ее развития. Зато дальнейшее понимание открытого им и Г. С. Ландсбергом явления пришло очень быстро. Связь с теорией Борна была установлена в течение пары недель, причем было понятно и то, почему имеются частоты колебаний решетки, которые не проявляются в инфракрасных спектрах. А именно, это частоты таких типов колебаний, при которых не изменяется электрический момент, поэтому на таких частотах не происходит излучения.

Таким образом, чрезвычайно быстро возникла полная картина явления. Стало ясно, что проводились поиски смещений частоты рассеянного света за счет акустических колебаний решетки, а были найдены значительно *бóльшие* по величине смещения, обусловленные оптическими ветвями колебаний решетки.

Очень скоро выяснилось, что в созданной в 1925 г. Крамерсом и Гейзенбергом квантовой теории дисперсии уже присутствуют измененные частоты. Они были, так сказать, предсказаны даже для отдельных молекул, а не только для кристаллов или сложной системы. Насколько я вспоминаю, в дискуссиях и разъяснении этих вопросов очень существенную роль сыграл И. К. Тамм. Он тогда уже хорошо понимал квантовую механику того времени, знал работы Гейзенберга и Крамерса, и через него квантовые идеи были перенесены в теорию рассеяния света.

Что было дальше? Дальше продолжались поиски дублета, хотя, конечно, внимание было отвлечено на изучение открытого нового явления — комбинационного рассеяния света. Аппаратура в лаборатории Г. С. Ландсберга оказалась совершенно непригодной для изучения дублета, предсказываемого теорией Л. И. Мандельштама. Поэтому была достигнута договоренность с Д. С. Рождественским о том, что эта работа будет проводиться в Оптическом институте в Ленинграде. Д. С. Рождественский поручил проведение исследований Е. Ф. Гроссу. Через два или два с половиной года, в 1930 г. сателлиты Мандельштама — Бриллюэна были экспериментально обнаружены. При этом нужно отметить интересный момент, так сказать исторический или психологический: Гросс обнаружил это явление сначала в жидкости. Естественно, экспериментатор ищет там, где попроще экспериментировать. В жидкости интенсивность рассеяния гораздо больше, чем в кристаллах, и экспериментировать с ними проще. И я, и Ф. С. Ландсберг в особенности, помним, как это поразило Л. И. Мандельштама, потому что появление дублета в жидкости не соответствовало тем представлениям о поглощении звука в жидкостях, которые тогда существовали.

Теперь нужно сказать еще немного о Рамане. Поразительно, что люди, исходившие из совершенно разных идей, могли прийти к одному и тому же открытию. В первой работе Раман очень настойчиво утверждает, что должно быть в оптике явление, аналогичное комптоновскому рассеянию рентгеновских лучей. Это была основная идея, которая его подтолкнула к поискам. В первой публикации он описывает опыт, в котором для изучения рассеяния света использовался солнечный свет. Он использовал интенсивный источник света, который был доступен без ограничений в Калькутте. Использовалось сильно фокусированное солнечное излучение, не разложенное спектрально. Применялся метод скрещенных светофильтров, один из них был красный, другой зеленый. По идее это в грубом виде тот же опыт, как и опыт с ртутным паром. Нужно сказать, что я не могу понять, как Раман мог рассчитывать на успех с этими светофильтрами. Для выделения компонент рассеянного света, смещенных по частоте на десятки или даже сотни см^{-1} , светофильтров не существует. Но это его не разубедило, и поставленный им опыт каким-то образом убедил его в реальности явления. В дальнейшем в опытах были использованы ртутная лампа и спектрограф, и все было сделано более надежно. Мне бы казалось, что аналогия с комптон-эффектом естественно пришла бы через пять лет, когда Я. И. Френкель ввел понятие фонона. Тем не менее факт остается фактом, что совершенно разными путями пришли к открытию одного и того же явления.

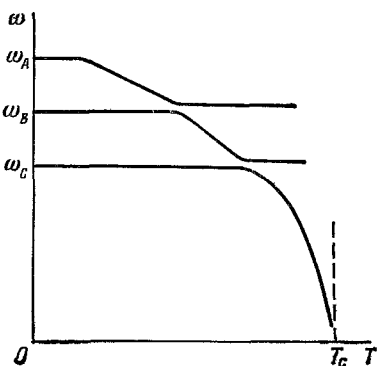
Я еще могу вспомнить, как мы дежурили по очереди у ртутной лампы. Снимки продолжались неделями, и нужно было приходиться и подкручивать ртутную лампу, чтобы она горела в режиме. Заряжать кассету и проявлять снимки нужно было в полной темноте. На этой почве у меня были ужасные неприятности с Г. С. Ландсбергом. Он был очень деликатный человек. Когда он хотел выразить свое неодобрение, он становился преувеличенно вежливым и деликатным, и это было хуже самой скверной ругани. Так я заслужил такое взыскание, когда однажды, заряжая пластинку на недельный снимок, поставил ее не той стороной, как нужно. Вы понимаете, что получились две-три жалкие линии ртутного спектра...

Несколько слов об истории публикации работы Г. С. Ландсберга и Л. И. Мандельштама. Почему публикация об открытии задержалась? Она задержалась главным образом из-за опыта с ртутным паром. Этот опыт нужно было сделать аккуратно, подобрать толщину кварцевого сосуда и т. п. Это не так просто, и на это ушло минимум полтора-два месяца. Результаты были получены уже осенью, а статья была написана только в феврале или марте.

535.375.5(048)

М. М. Сушинский. Комбинационное рассеяние света при фазовых переходах в кристаллах. В своей научной деятельности Л. И. Мандельштам и Г. С. Ландсберг уделяли большое внимание температурным исследованиям. Поэтому естественно было, что уже в одной из первых работ по комбинационному рассеянию света (КР) они провели тщательное исследование спектров КР в широком интервале температур. В их работе¹ изучалось КР в кварце, который испытывает фазовый переход при температуре 573 °С. Было экспериментально обнаружено своеобразное поведение одной из линий КР (с частотой 207 см⁻¹). С повышением температуры эта линия сильно уширяется и смещается по направлению к возбуждающей линии, а выше точки фазового перехода исчезает.

Как выяснилось позже, подобное поведение линий КР при фазовых переходах в кристаллах имеет большой самостоятельный интерес. Однако детальное изучение фазовых переходов методом КР началось значительно позже, после того как В. Л. Гинзбург, В. Кокрен и др.^{2,3} указали на интересные особенности поведения отдельных линий КР вблизи точек фазового перехода второго рода. Согласно теории частота одной или нескольких линий КР при приближении к точке фазового перехода второго рода стремится к нулю, а интенсивность ее сильно возрастает. Соответствующие подобным линиям КР колебания кристаллов получили название «мягкой моды».



Теоретические работы^{2,3} стимулировали многочисленные экспериментальные работы, целью которых было обнаружение мягкой моды. Исследование колебательных спектров кристаллов вблизи точек фазового перехода первого и второго рода проводилось главным образом в связи с сегнетоэлектрическими свойствами этих кристаллов. При сегнетоэлектрических фазовых переходах наблюдается значительное возрастание диэлектрической постоянной, что соответствует результатам теории^{2,3}. Однако обнаружить линию КР, которую можно было бы однозначно интерпретировать как «мягкую моду», как правило, не удавалось. Известно лишь несколько единичных случаев, когда данные эксперимента соответствуют теории «мягкой моды» (кристаллы

германата свинца $5\text{PbO} \cdot 3\text{GeO}_2$ ⁴, сульфидида сурьмы SbSI ^{5,6} и некоторые другие). Все это дало повод известному бразильскому спектроскописту С. П. С. Порто выступить против всей концепции «мягкой моды»⁷.

Проведенные в последние годы исследования показали, что изменения в спектрах КР при сегнетоэлектрических фазовых переходах проявляются не совсем так, как ожидалось по первоначальной теории, но и не дают оснований для полного отрицания представлений о «мягкой моде». Можно сослаться, например, на полученные недавно данные В. С. Горелика и соавторов⁸, полученные при исследовании танталата лития LiTaO_3 , ниобата лития LiNbO_3 и некоторых смешанных кристаллов. При низких температурах спектры КР этих кристаллов имеют ряд резких пиков интенсивности. При повышении температуры линии расширяются и перекрываются между собой. По мере приближения к точке фазового перехода спектр КР в области низких частот приобретает все более ясно выраженный «континуальный» характер, причем весь этот континуум, как целое, смещается в сторону возбуждающей линии, а интенсивность его возрастает⁹. Соответственно получают объяснение резкий рост диэлектрической постоянной, в которую вносит вклад не одна «мягкая мода», а целый ряд колебаний.

Обратим внимание на некоторые особенности поведения линий КР при приближении к точке фазового перехода. В процессе «размягчения» участвуют не одно, а последовательно несколько колебаний A , B , C (см. рисунок). Вначале размягчается колебание A со сравнительно высокой частотой ω_A , которая с ростом температуры постепенно снижается, приближаясь к частоте ω_B колебания B . При сближении частот этих колебаний они начинают сильно взаимодействовать. В результате частота колебания A при дальнейшем повышении температуры сохраняется постоянной, зато начинается уменьшение частоты ω_B , т. е. колебание B принимает на себя роль «мягкой моды». Так продолжается до тех пор, пока частота ω_B не приблизится к частоте ω_C колебания C . Здесь происходит взаимодействие колебаний B и C , и «эстафета» в снижении частоты принимает колебание C . Частота его быстро падает почти до нуля, в точном соответствии с теорией «мягкой моды». Подобная «эстафета» колебаний хорошо проследивается на примере изменения спектров КР сульфидида сурьмы при повышении давления (см.¹⁰).

Можно упомянуть также хорошо изученный переход в кварце, в котором частота одной из линий при повышении температуры снижается от 207 до 165 см^{-1} , а затем перестает меняться. Роль «мягкой моды» принимает на себя линия второго порядка, частота которой снижается от 147 см^{-1} до $\sim 40 \text{ см}^{-1}$ (см. ¹¹).

С учетом взаимодействия нескольких колебаний решетки кристалла с постепенным размягчением то одного, то другого из них, концепция «мягкой моды», как нам кажется, сохраняет свое значение ведущей идеи при объяснении свойств кристаллов при фазовых переходах второго рода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Landsberg G. S., Mandelstam L. I.—Zs. Phys., 1928, Bd. 50, S. 769; 1929, Bd. 58, S. 250; 1930, Bd. 60, S. 364.
2. Гинзбург В. Л.—ДАН СССР, 1955, т. 105, с. 240; УФН, 1962, т. 77, с. 621.
3. Cochran W.—Adv. Phys., 1960, v. 9, p. 387, 1961, v. 10, p. 401.
4. Hisano K., Ryan J. F.—Sol. State Comm., 1972, v. 11, p. 119.
5. Perry C. H., Agrawal D. K.—Ibid., 1970, v. 8, p. 225.
6. Числер Э. В., Саватинова И. Т., Фридкин В. М.—ФТТ, 1970, т. 12, с. 2882.
7. Porto S. P. S., Vozinis D. G., Penna A. F.—In: Proc. of 5th Intern. Conference on Raman Spectroscopy.—Freiburg: 1976.—P. 569.
8. Горелик В. С., Рустамов Х. Ш., Кузьминов Ю. С., Сущинский М. М.—ФТТ, 1976, т. 18, с. 3416; 1977, т. 19, с. 3291.
Иванова С. В., Горелик В. С., Струков Б. А.—В кн. Тезисы докладов IV Международной конференции по сегнетоэлектричеству.—Ленинград: 1977,—с. 278.
9. Горелик В. С., Иванова С. В., Кучерук И. П., Струков Б. А., Халезов А. А.—ФТТ, 1976, т. 18, с. 2297.
10. Peercy R. S. Цит. в ⁷ сб.—P. 571.
11. Scott J. F.—Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, p. 83.

535.375.5(048)

В. М. Агранович. Поверхностные электромагнитные волны и комбинационное рассеяние света на поверхностных поляритонах. В связи с развитием радио интерес к поверхностным волнам возник еще в начале этого столетия, и первыми известными сейчас публикациями, где о них идет речь, были курс лекций «Электромагнитное поле» Э. Кона (1900 г.) и диссертация К. Уллера ² (1903 г.). Однако наибольшую известность в те годы получили работа Ценнека ³ (1907 г.) и работа А. Зоммерфельда ⁴ (1909 г.). В них идет речь о структуре электромагнитного поля, создаваемого излучателем, расположенным над поверхностью раздела двух сред.

Первая из этих работ, а именно, работа Ценнека, оказалась ошибочной. Ценнек полагал, что электромагнитное поле на далеких от излучателя расстояниях описывается поверхностной волной (волной Ценнека). Фундаментальная же работа Зоммерфельда содержит полное аналитическое решение проблемы, выраженное, правда, в форме, мало пригодной для непосредственного сопоставления с экспериментами по распространению радиоволн. В дискуссии этого решения оказалось важным участие В. А. Фока и Э. Нётер.

Увлекательное и глубокое обсуждение возникающих здесь вопросов содержится в статье Л. И. Мандельштама и И. Д. Папалекси ⁵. По-видимому, интерес к поверхностным электромагнитным волнам у Л. И. Мандельштама возник в те же годы, когда были опубликованы работы ¹⁻⁴. Тогда Л. И. Мандельштам работал в Страсбургском университете, и такие ученые, как лауреат Нобелевской премии по физике 1909 г. Ф. Браун, Э. Кон и профессор И. Ценнек, с которыми, как пишет Н. Д. Папалекси ⁶, Леонида Исааковича связывали не только общие научные интересы, но и взаимная симпатия, были его коллегами по университету.

В своей известной работе ⁷ 1914 г. Л. И. Мандельштам осуществил в оптике аналог радиотелеграфной постановки Зоммерфельда, создав излучатель света, находящийся близко от границы раздела двух сред. Здесь Л. И. Мандельштам использовал призматическое полное внутреннее отражения, так что все устройство весьма подобно к тому, что сейчас составляет метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) накачки поверхностных волн. Сам же Л. И. Мандельштам прямо упоминает о возможности возбуждения поверхностных электромагнитных волн и об открывающихся здесь интересных проблемах. Тем не менее в целом вопрос о поверхностных волнах в оптическом диапазоне в те годы не оказался актуальным. Более важным для нужд практики стали проблемы радиотелеграфии. В связи с этим в Советском Союзе под руководством Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси были проведены исследования

распространения радиоволн. Широкое использование созданных ими радиоинтерференционных методов измерения расстояний⁵ позволило провести ряд решающих экспериментов. Их результаты, собранные в опубликованной в УФН в 1947 г. докторской диссертации В. В. Мигулина⁸, доказали вопреки Ценнеку³, что поле на границе раздела сред вдали от излучателя не описывается поверхностной волной, и потребовали использования более общего решения Зоммерфельда⁴.

Тем не менее в работе⁵, в связи с подходом Ценнека, подчеркивается, что «его работа, несомненно, сыграла роль в том смысле, что ее появление вызвало усиленный интерес к вопросу и стимулировало появление дальнейших исследований».

Как бы то ни было, тридцать лет назад интерес к поверхностным электромагнитным волнам казался утерянным. Сейчас же эти волны, но уже в оптическом диапазоне частот (здесь их обычно называют поверхностными поларитонами), изучаются различными методами в ведущих лабораториях мира, и их свойства широко обсуждаются в научной периодической литературе, на конференциях, симпозиумах и т. д.

Вновь возникший интерес к поверхностным волнам связан с бурным развитием исследований физических свойств поверхностей твердых тел, что сделало актуальным также и поиск новых оптических методов их изучения.

Кристаллооптика используется при исследовании распространения в кристаллах объемных волн. Экспериментальное изучение распространения и затухания этих волн дает сведения о его спектре «объемных» элементарных возбуждений. Для анализа же поверхностных свойств среды наибольшую информацию можно надеяться получить при исследовании распространения в кристаллах не объемных, а поверхностных электромагнитных волн, в которых энергия распространяется только вдоль поверхностей или границ раздела сред. Изучение затухания таких волн, а также их отражение и преломление на границах (линиях) раздела, т. е., так сказать, — кристаллооптика поверхности играет в настоящее время важную роль при изучении спектральных свойств поверхностей кристаллов. Возникла металлооптика на поверхностных волнах¹⁸, изучается термостимулированное излучение поверхностных волн³⁶, а также их селективное поглощение в ультратонких слоях на поверхности металлов³⁷, развиваются методы нелинейной оптики с участием поверхностных волн³⁵ и т. д. Полученные уже сейчас результаты открывают перспективы создания новых методов изучения спектральных свойств переходных слоев, всегда присутствующих на поверхностях раздела сред, в частности, новые пути изучения фазовых переходов³⁸, а также химического (каталитического) и, возможно, бисфизического действия поверхностей конденсированных сред. Реализации этих возможностей могло бы способствовать, в частности, использование внутривибрационной лазерной спектроскопии для создания новых методов возбуждения поверхностных волн и изучения их свойств.

Подчеркнем, что в работе Ценнека³, как и в работе Зоммерфельда⁴, появление нормальных решений уравнений электромагнитного поля, имеющих характер поверхностных волн, связывалось с наличием у одной из сред мнимой части диэлектрической проницаемости (или вещественной проводимости). В этой связи принципиальным для развития теории поверхностных волн были открытия аномалий Вуда (1902 г.)⁹ и их интерпретация, содержащаяся в работах Фано¹⁰.

Вуд обнаружил, что при отражении света от металлической дифракционной решетки для некоторых длин волн возникают резкие узкие провалы интенсивности отражения, если только падающий свет поляризован в плоскости падения. У. Фано¹⁰ первым осознал, что в этих условиях падение отражения обусловлено возбуждением поверхностных волн. Кроме того, в работе¹⁰ было показано, что поверхностные волны могут иметь место и в том случае, когда мнимая часть диэлектрической проницаемости одной из сред ничтожно мала, но ее вещественная часть отрицательна (для плазмы это отвечает случаю $\omega < \omega_p$ и $\omega t \gg 1$, τ — время релаксации, ω_p — плазменная частота). В этом случае поверхностные волны иногда называют волнами Фано. Существенно, что сейчас, когда изучение поверхностных волн развивается столь широко, именно волны Фано, а не волны Ценнека, чаще всего являются объектами исследования. Причина этой ситуации не является удивительной и связана она с тем, что в оптическом диапазоне частот именно волны Фано являются чаще всего нормальными поверхностными решениями, отвечающими поверхностям кристаллов или границам их раздела. Сказанное легко понять, если учесть, что для диэлектриков в окрестности резонансов диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty (\omega^2 - \omega_0^2) / (\omega^2 - \omega_1^2)$, которые отвечают достаточно большие силы осциллятора, а затухание достаточно слабо, $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' \approx \varepsilon'$, при $\omega'' \gg \omega > \omega_0$ величина $\varepsilon'(\omega) < 0$. В металлах, например, в условиях нормального скин-эффекта $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2 / [\omega (\omega + i/\tau)] = \varepsilon' + i\varepsilon''$ и при $\omega \gg 1/\tau$ величина $\varepsilon''(\omega) \ll |\varepsilon'(\omega)|$, причем $\varepsilon'(\omega) = 1 - (\omega_p^2/\omega^2)$ и, если $\omega < \omega_p$, то $\varepsilon'(\omega) < 0$. Для границы с вакуумом закон дисперсии поверхностных волн имеет вид

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon'(\omega) + 1} \quad (1)$$

где k — двумерный волновой вектор, отвечающий волнообразному распространению вдоль границы раздела сред (более общие ситуации и, в частности, для анизотропных сред обсуждаются в статье ¹¹). Вывод закона дисперсии (1) приведен в книге Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица ¹² выпуска 1957 г. Нам не известны более ранние публикации этого соотношения *).

Соотношение (1) отвечает резкой границе двух сред. Однако учет даже микроскопического переходного слоя в некоторых случаях приводит к существенным изменениям закона дисперсии поверхностных волн. Так, например, резонанс колебаний в переходном слое с поверхностной волной (см. ¹¹) приводит к появлению в ее спектре щели (наблюдение такой щели см. в ¹⁴). Этот, а также аналогичные ему эффекты позволяют надеяться на возможности использования поверхностных волн для развития спектроскопии поверхности. Отметим в этой связи также возможность (см. ³⁴) появления поверхностных электромагнитных волн на границе, разделяющей «правую» и «левую» модификации гиротропного кристалла. Такие волны могут быть использованы для изучения эффектов пространственной дисперсии (гиротропии и т. п.).

Выше мы сочли уместным остановиться на некоторых этапах развития представлений о поверхностных волнах (см. также ¹⁵), в связи с тем, что современное физическое мышление здесь оказалось теснейшим образом связанным с наследием одного из первооткрывателей комбинационного рассеяния света — наследием Л. И. Мандельштама, а его глубокие замечания об общем и разном для оптики и радиофизики, а также идеи, заложенные в его работе 1914 г., широко используются. Как уже говорилось, один из методов накачки поверхностных волн основан на использовании призмы НПВО ^{16,17}; взаимодействие оптических излучателей с металлической поверхностью на малых расстояниях от нее изучается при анализе «металлического» тушения люминесценции органических молекул и т. д.

Хотя вопрос о КРС на поверхностных волнах (на поверхностных поляритонах) возникал неоднократно (см., например, ¹⁹⁻²⁰), наблюдение процесса наталкивалось (из-за малости рассеивающего объема) на трудности технического порядка. Первые успешные результаты (для СаAs) были получены только в 1973 г. в США в группе Ушиоды ²¹. Схема эксперимента и результаты описаны в статье ¹¹ (см. также ²²). До настоящего времени работы Ушиоды являются единственными, где наблюдалось спонтанное КРС на поверхностных поляритонах. Недавно, однако, были выполнены для GaP наблюдения поверхностных поляритонов в рамках метода активной спектроскопии КРС и спектроскопии в k -пространстве ²³.

В указанных работах методами комбинационного рассеяния был найден закон дисперсии поверхностных волн в полном согласии с теоретической формулой (1). Теория комбинационного рассеяния света на поверхностных волнах развита в работах ²⁵⁻³².

Ушиода с сотрудниками ²⁴ наблюдал также комбинационное рассеяние света в тончайших кристаллических волноводах (теория этого рассеяния дана в статье ³²).

Полученные в последние годы результаты открывают широкие перспективы развития кристаллооптики поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. С о h n E. Das Electromagnetische Feld.— Leipzig: 1900.
2. U l l e r K. Beiträge zur Theorie der Electromagnetische Strahlung: Rostoker Dissertation.— 1903.
3. Z e n n e c k I.— Ann. d. Phys., 1907, Bd. 23, S. 846.
4. S o m m e r f e l d A.— Ibid., 1909, Bd. 28, S. 664.
5. М а н д е л ь ш т а м Л. И., П а п а л е к с и Н. Д. Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности, М.: Гостехиздат, 1945.— С. 7.
6. П а п а л е к с и Н. Д. Леонид Исаакович Мандельштам (Краткий очерк жизни и научной деятельности.— В кн. Полное собрание трудов Л. И. Мандельштама.— М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1948. Т. 1.— с. 7.
7. М а н д е л ь ш т а м Л. И.— Phys. Zs., 1914, Bd. 15, S. 220.
8. М и г у л и н В. В.— УФН, 1947, т. 33, с. 351.
9. W o o d R. W.— Phil. Mag., 1902, v. 4, p. 393; 1912, v. 23, p. 310.
10. F a n o U.— J. Opt. Soc. Amer., 1941, v. 31, p. 213.
11. А г р а н о в и ч В. М.— УФН, 1975, т. 115, с. 199.
12. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Электродинамика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1957.
13. F e r r e l l R. A., Phys. Rev. 1958, v. 111, p. 1214.
S t e r n E. A., F e r r e l l R. A.,— Ibid., 1960, v. 120, p. 130.

*) В работе Феррелла ¹³, опубликованной в 1958г., упоминается, что это соотношение было также получено в неопубликованной работе Э. А. Стерна.

14. Жижин Г. Н., Москалева М. А. и др. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 687.
15. Burstein E. — In: *Polaritons*/Ed. E. Burstein, F. De Martini. — N.Y.: Pergamon Press, 1974.
16. Otto A., *Phys. Stat. Sol.*, 1968, Bd. 26, S. K99; *Zs. Phys.*, 1968, Bd. 216, S. 398.
- 17а. Брыксин В. В., Мирлин Д. Н., Фирсов Ю. А., — УФН, 1974, т. 113, с. 29.
- 17б. Borstel G., Falge H. J., *Phys. Stat. Sol. Ser. b*, 1977, Bd. 12, S. 185.
18. Schoenwald J., Burstein E., Elson J. M. *Sol. State Comm.*, 1973, v. 12, p. 185.
19. Ruppin R., Engelman R. — In: *Proc. of 1968 Intern. Conference on Light Scattering Spectra of Solids*/Ed. G. B. Wright. — N. Y.: Springer-Verlag, 1969. — P. 157.
20. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. — ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1243.
21. Evans D. I., Ushioda S., McMillen J. D. — *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 31, p. 369.
22. Prieur J. Y., Ushioda S. — *Ibid.*, 1975, v. 34, p. 1012.
23. Valdez J., Ushioda S. — *Ibid.*, 1977, v. 38, p. 1098.
23. De Martini F., Shen Y. R. — *Ibid.*, 1976, v. 36, p. 216.
23. De Martini F., Ginliani G., et al. — *Ibid.*, 1976, v. 37, p. 440.
24. Valdez J. B., Mattei G., Ushioda S. — *Ibid.*, 1978 (in press).
25. Агранович В. М., — Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 28.
26. Агранович В. М. — *Opt. Comm.* 1974, v. 11, p. 389.
27. Chen Y. J., Burstein E., Mills D. L. — *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, p. 1516.
23. Nkoma J. S., Loudon R. — *J. Phys. Ser. C*, 1975, v. 8, p. 1950.
29. Strizhevskii V. L., Yashkir Yu. N. — *Phys. Stat. Sol. Ser. b*, 1975, Bl. 69, S. 175.
30. Mills D. L., Chen Y. J., Burstein E. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1976, v. 13, p. 4419.
31. Агранович В. М., Лескова Т. А. — ФТТ, 1975, т. 17, с. 1367; 1977, т. 19, с. 804.
32. Subbaswamy K. R., Mills D. L. — *Phys. Rev. Lett.*, 1978 (in press).
33. Агранович В. М. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 602.
33. Агранович В. М., Лескова Т. А. — *Sol. State Comm.* 1977, v. 21, p. 1065.
34. Агранович В. М., Дубовский О. А. — Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 641.
35. Chen Y. J., Burstein E. — *Nuovo Cimento, Ser. B.*, 1977, v. 39, p. 807.
36. Виноградов Е. А., Жижин Г. Н., Мальшукое А. Г. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1481.
37. Жижин Г. Н., Москалева М. А., Шомина Е. В., Яковлев В. А. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 25, с. 221.

535.41(048)

Ю. Н. Денисюк. Состояние и перспективы развития голографии с записью в трехмерных средах. Приведен обзор современного состояния теории и практических приложений голографии с записью в трехмерных средах. Теория, рассматривающая процесс взаимодействия излучения с голограммой в первом приближении, достаточна для качественного объяснения механизма, с помощью которого голограмма восстанавливает пространственную конфигурацию и спектральный состав волновых полей зарегистрированного на ней излучения¹. Это же приближение может быть использовано при установлении связи структуры трехмерной голограммы со структурой трехмерного фазового объекта. Можно показать, что в этом частном случае структура трехмерной голограммы точно совпадает со структурой объекта, пространственно-частотный спектр которого подвергнут фильтрации. В результате такой фильтрации очертания объекта в координатном пространстве размываются и объект как бы достигает объема, где регистрируется голограмма². В ходе дальнейшего обобщения понятия «трехмерная голограмма» было обнаружено, что способностью воспроизводить волновые поля обладают не только стоячие, но и бегущие волны интенсивности, возникающие при интерференции излучения с различными длинами волн³. Этот эффект может быть использован при создании различных трансформаторов излучения. Существенный стимул развитию трехмерной голографии дали исследования возможности создания трехмерной голографической памяти⁴. В частности, в ходе исследований по записи информации в кристалле ниобата лития был обнаружен эффект направленного переноса энергии от одной из взаимодействующих в объеме голограммы волн к другой⁵. В работе⁶ было предложено использовать этот эффект для осуществления коррекции искажений волновых фронтов. С этой целью была начата разработка так называемой динамической голографии,

которая учитывает эффекты, связанные с тем, что регистрирующая среда реагирует на свет непосредственно в процессе записи ⁷.

Из работ по развитию более строгой теории трехмерной голограммы следует отметить теорию связанных волн, с помощью которой были получены аналитические выражения для дифракционной эффективности простейших объемных голографических решеток ⁸. Дальнейшим шагом в направлении создания строгой теории трехмерной голограммы явилось применение динамической теории дифракции рентгеновских лучей, разработанной П. Эвальдом. Используя эту теорию, можно определить поле восстановленного голограммой излучения в случае, когда структура голограммы весьма сложна ⁹⁻¹¹. Практические приложения голографии с записью в трехмерных средах существенно определяются успехами в разработке фотоматериалов, на которых осуществляется запись голограмм. Одним из наиболее широко распространенных приложений этого вида голографии является создание изобразительных голограмм, допускающих восстановление обычным источником белого света ¹². Регистрация таких голограмм осуществляется на специально разработанных для этой цели сверхвысоко-разрешающих липмановских фотопластинках ¹³⁻¹⁵. Успешно развиваются приложения трехмерной голографии, связанные с получением голографических оптических элементов различного назначения — голографических линз для переноса изображения, регистрируемых на слоях бихромированной желатины ¹⁶, дисперсионных элементов оптических резонаторов ¹⁷ и др. С разработкой соответствующих регистрирующих сред следует ожидать создания трехмерной голографической памяти для счетных машин ⁴, а также устройств для коррекции искажений волновых фронтов ^{3, 6}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисюк Ю. Н.— ДАН СССР, 1962, т. 144, № 6, с. 1275.
2. Суханов В. И., Денлюсюк Ю. Н.— Опт. и спектр., 1970, т. 28, с. 126.
3. Денисюк Ю. Н.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 131.
4. Van Heerden P. J.— Appl. Optics, 1963, v. 2, No. 4, p. 393.
5. Staebler D. L., Amodei J. J.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, No. 3, p. 1043.
6. Соскин М. С.— В кн. Материалы IV и VI Всесоюзных школ по голографии.— Л.: 1973, 1974.— С. 231, 532.
7. Сидорович В. Г., Стаселько Д. И.— ЖЭТФ, 1975, т. 45, с. 2597.
8. Kogelnik H.— Bell. System Techn. Journ., 1969, v. 48, No. 9, p. 2909.
9. Аристов В. В., Шехтман В. Ш.— УФН, 1974, т. 104, вып. 1, с. 54.
10. Сидорович В. Г.— Опт. и спектр., 1976, т. 41, с. 507.
11. Сидорович В. Г.— Ibid., 1977, т. 42, с. 693.
12. Denisjuk Yu. N.— In: Proc. of the 1st European Congress on Optics Applied to Metrology.— Strasbourg, France: December 1977.— P. 136.
13. Денисюк Ю. Н., Протас Р. Р.— Опт. и спектр., 1963, т. 14, с. 721.
14. Протас Р. Р., Кракау Ю. А., Михайлова В. И.— В кн. Регистрирующие среды для голографии.— Л.: Наука, 1975, с. 41.
15. Кириллов Н. И., Васильева Н. В., Зеликман В. Л.— Журн. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 1970, т. 15, № 6, с. 441.
16. McLauly D. G., Simpson C. B., Murbach W. I.— Appl. Optics, 1973, v. 12, p. 232.
17. Погорелый О. Н., Соскин М. С.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 2, № 2, с. 49.

535.41(048)

Ш. Д. Какичашвили. Поляризационная голография. Голографический метод в первоначальном виде предполагал возможность записи скалярного распределения интенсивностей ^{1, 2}. Подобная запись фактически является поляризационным сравнением объектного и опорного полей и остается таковым также для реконструкции. В результате существенная характеристика рассеянного объектом поля — состояние его поляризации — в процессе реконструкции не воспроизводится. Схемные решения этой проблемы не привели к успеху из-за принципиально неустранимых искажений ³.

В работе ⁴ впервые было обращено внимание на тот факт, что при взаимодействии объектной и опорной волн распределение поля в плоскости голограммы имеет существенно векторный характер, который, однако, в процессе регистрации не находит какого-либо отображения. Следующий отсюда вывод заключался в необходимости использования сред поточечно отображающих состояние поляризации суммарной волны. Условия, в которых подобная запись могла решить поставленную проблему, требовали детальных исследований.

Как известно, при взаимодействии поляризованного света со средой, кроме обычного изотропного изменения, в некоторых условиях имеет место наведение анизотропии ⁵. Подобная анизотропия в фотохимических системах может быть зафиксирована ⁶.

9 УФН, т. 126, вып. 4

Совокупное скалярно-векторное изменение среды под воздействием поляризованного света может быть описано системой

$$\left. \begin{aligned} \hat{\varepsilon}_1 - \hat{\varepsilon}_0 &= \hat{v}(E_1^2 - E_2^2) + \hat{s}(E_1^2 + E_2^2), \\ \hat{\varepsilon}_2 - \hat{\varepsilon}_0 &= -\hat{v}(E_1^2 - E_2^2) + \hat{s}(E_1^2 + E_2^2), \\ \hat{\varepsilon}_3 - \hat{\varepsilon}_0 &= -\hat{v}(E_1^2 + E_2^2) + \hat{s}(E_1^2 + E_2^2), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\hat{\varepsilon}_0$ — исходная, а $\hat{\varepsilon}_j$ — конечная комплексная диэлектрическая проницаемость среды; \hat{v} и \hat{s} — комплексные коэффициенты соответственно векторной и скалярной реакции среды; E_1^2 и E_2^2 — интенсивности по большой и малой осям эллипса поляризации действующего поля.

Используя систему (1) в качестве меры наведенной полем анизотропии, возможно проведение теоретического анализа анизотропных голограмм⁷. Для этой цели, кроме того, необходима модификация скалярного дифракционного интеграла Кирхгофа на векторный случай^{8,9}.

Воспользовавшись сохранением состояния поляризации луча при элементарном акте дифракции и скорректировав составляющие амплитуды по экваториальной и меридиональной плоскостям дифракции для электрического вектора получим

$$\mathbf{E} = -\frac{i\kappa}{2\pi} \int_{S_0} \begin{pmatrix} l^2 - (1+n) & lm \\ lm & m^2 - (1+n) \\ l(1+n) & m(1+n) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n & 0 \\ \sqrt{1-m^2} & \\ 0 & \sqrt{1-m^2} \end{pmatrix} \times \\ \times M_0 \mathbf{E}_0 \frac{e^{i(\omega t - \kappa R)}}{R} ds_0, \quad (2)$$

где M_0 — матрица Джонса размерности 2×2 , описывающая дифрагирующий экран переменной по S_0 анизотропии; \mathbf{E}_0 — вектор Джонса просвечивающего экран поля; l, m, n — направляющие косинусы дифрагированного луча; $R(x, y, z)$ — расстояние от точки экрана x_0, y_0 до точки наблюдения x, y, z .

Используя векторно-матричный метод Джонса и соотношения (1), (2), получим векторные выражения для поля реконструкции. Полагая для простоты анализа $\hat{s} = 0$, в качестве примера приведем поле реконструкции мнимого и действительного изображений

$$\mathbf{E}_{-1} \sim \begin{pmatrix} \psi_x^2 + \psi_y^2 & 2i\psi_x\psi_y \sin(\alpha_y - \alpha_x) \\ -2i\psi_x\psi_y \sin(\alpha_y - \alpha_x) & \psi_x^2 + \psi_y^2 \end{pmatrix} \mathbf{\Xi}, \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_{+1} \sim -(\psi_x^2 e^{i2\alpha_x} + \psi_y^2 e^{i2\alpha_y}) \mathbf{\Xi}^*,$$

где $\Psi = \begin{pmatrix} \psi_x e^{i\alpha_x} \\ \psi_y e^{i\alpha_y} \end{pmatrix}$ вектор-столбец Джонса опорной волны, а $\mathbf{\Xi}$ — вектор-столбец, описывающий объект.

Из (3) следует, что использование опорной волны линейной поляризации решает задачу реконструкции поляризации объекта. При этом мнимое и действительное изображения информационно равнозначны. В общем случае поляризации опорной волны имеет место выраженная асимметрия в состоянии поляризации этих изображений. В частности, использование циркулярно-поляризованной опорной волны приводит к полному исчезновению действительного изображения¹⁰.

С целью создания фотоанизотропных сред достаточной чувствительности были проведены экспериментально-технологические исследования. Попутно ставилась задача устранения скалярного отклика среды^{11,12}.

Полученные теорией результаты были подтверждены экспериментами по поляризационной голографической записи на различных фотоанизотропных материалах¹³.

Резюмируя, отметим, что голографическое восстановление состояния поляризации объектного поля наряду с восстановлением комплексной амплитуды и длины волны является существенно важным при апостериорных эллипсометрических измерениях в целом ряде областей науки и техники, а также в системах переработки оптической информации.

Роль поляризационной голографии представляется решающей в развитии голографических методов интерферометрии и фотоупругости, позволяя проводить сравнительные измерения напряженных состояний произвольных объектов.

Представляется перспективной возможность получения по поляризационно-голографическим измерениям значений векторных параметров различных сред для задач молекулярно-оптических исследований.

Методы поляризационной голографии позволяет создавать искусственные анизотропные оптические системы практически любой наперед заданной структуры с широкими функциональными возможностями. Так, например, поляризационно-голографические решетки с переменной по профилю плоскостью пропускания позволяют сепарировать поступающее поле на взаимно ортогональные компоненты, направляя их соответственно в -1 и $+1$ порядки дифракции.

Наконец, следует отметить, что разработка метода привела к достаточно общему подходу к задачам дифракции на анизотропных структурах произвольного характера, решение которых представлялось безнадежно сложным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gabog P. Proc. Roy. Soc. Ser. A 197., 1949, v. 197, p. 454.
2. Денисюк Ю. Н.— ДАН СССР, 1962, т. 144, с. 1275.
3. Дерюгин И. А., Курашов В. Н., Поданчук Д. В., Хорошков Ю. В., — УФН, 1972, т. 108, с. 733.
4. Какичашвили Ш. Д.— Опт. и спектр., 1972, т. 33, с. 324.
5. Скроцкий Г. В., Изюмова Т. Г.— УФН, 1961, т. 73, с. 423.
6. Weigert F.— Verhandl. Phys. Ges., 1919, Bd. 21, S. 479.
7. Какичашвили Ш. Д.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 1435.
8. Kottler F.— Progr. Optics., 1967, v. 6, p. 331.
9. Какичашвили Ш. Д., В кн. Материалы VII Всесоюзной школы голографии.— Л.: 1975, с. 31.
10. Какичашвили Ш. Д., Квинихидзе Т. Н.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 1449.
11. Какичашвили Ш. Д., Шавердова В. Г.— Опт. и спектр., 1976, т. 41, с. 892.
12. Какичашвили Ш. Д., Туниманова И. В., Цехомский В. А.— Журн. науч. и прикл. фотогр. и кинематогр., 1977, т. 22, с. 218.
13. Какичашвили Ш. Д.— Опт. и спектр. 1977, т. 42, с. 390.

535.36.(048)

Б. Я. Зельдович, В. В. Рагульский. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света. Одной из характерных черт

вынужденного рассеяния света является высокая направленность рассеянного излучения. Еще в 1965 г. было замечено, что при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна расходимость рассеянного излучения примерно совпадает с расходимостью возбуждающего света ¹. Позднее аналогичный результат был получен для ралеевского ² и комбинационного рассеяния ³. Высокую направленность рассеянного света, как правило, объясняли геометрическими факторами, и вопрос о соотношении между волновыми фронтами возбуждающего и рассеянного излучения долгое время не ставился. Впервые этот вопрос был поставлен в 1972 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева ⁴. Оказалось, что при вынужденном рассеянии света может происходить обращение волнового фронта (рис. 1). Этот эффект заключается в том, что волновой фронт рассеянного назад излучения в точности совпадает по форме с фронтом возбуждающего света, но знаки фаз у этих фронтов противоположны. Другими словами, при вынужденном

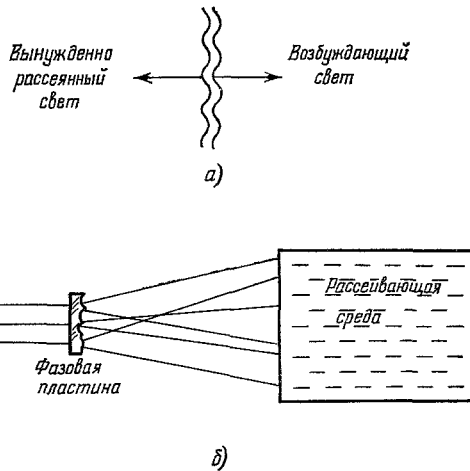


Рис. 1. Корреляция между волновыми фронтами возбуждающего и рассеянного света (а) и схема опыта по ее обнаружению (б).

рассеянии опережение по фазе сменяется на такое же запаздывание и наоборот.

Принципиальная схема опыта, позволившего обнаружить этот эффект, приведена на рис. 1. Излучение рубинового лазера с волновым фронтом, близким к плоскому (с дифракционной расходимостью), пропускалось через пространственно-неоднородную фазовую пластину. В результате волновой фронт существенно искажался и расходимость света возрастала в ≈ 25 раз. Этот свет попадал в конденсированную

среду (в первом опыте — сжатый газ), где возбуждалось вынужденное рассеяние. Расходимость рассеянного назад света была столь же велика, как и расходимость возбуждающего; однако после прохода фазовой пластины в обратном направлении расходимость рассеянного света резко уменьшалась и сравнивалась с расходимостью исходного лазерного пучка. На рис. 2, а, б показаны угловые распределения этих пучков; они совпадают на дифракционном уровне. Калориметрические измерения показали, что в этом опыте рассеивалось 26% лазерного излучения. Фотометрическая обработка негативов рис. 2, а, б показала, что яркость рассеянного излучения после прохождения пластины также составляет 26%



Рис. 2. Картины распределения в дальней зоне: лазерного излучения (а), излучения, рассеянного назад (б), и затем прошедшего фазовую пластину (в), света, отраженного плоским зеркалом (с), и рассеянного света при отсутствии фазовой пластины (д).

распределением интенсивности. Если же интенсивность возбуждающего поля слабо меняется по поперечным координатам, то обращение отсутствует (рис. 2, г).

После первой работы были предприняты экспериментальные и теоретические исследования, позволившие выяснить особенности явления обращения волнового фронта и определить границы его существования (см., например, ⁵⁻¹¹). Оказалось, что это явление реализуется в широком диапазоне изменения различных условий. Оно наблюдается в различной геометрии опыта при рассеянии как малой (<1%), так и большой (>50%) доли возбуждающего излучения, при малой и большой (намного превышающей ширину линий спонтанного рассеяния) ширине спектра этого излучения. Эффект нечувствителен к изменению частоты при рассеянии в диапазоне от $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-5}$ (манделштам-бриллиантовское рассеяние) до $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-1}$ (комбинационное рассеяние). Может меняться и ряд других параметров.

Теоретический анализ позволил понять природу этого явления. Он базируется на чрезвычайно высоком значении усиления, которое требуется для развития спонтанно-рассеянных фотонов в мощную рассеянную волну. В типичных условиях наблюдения усиление $= \exp(Gl) \sim 10^{10}$; здесь G — коэффициент усиления (в $см^{-1}$), l — длина взаимодействия. Вследствие столь высокого усиления даже умеренные (порядка единицы) относительные вариации величины G чрезвычайно сильно влияют на характеристики рассеянного поля. Количественное рассмотрение может быть проведено в рамках параболических уравнений

$$\frac{\partial E_0}{\partial z} + \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} E_0 = 0, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} - \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} E_s = \frac{1}{2} g |E_0|^2 E_s, \quad (2б)$$

Следовательно, при прохождении фазовой пластины произошло полное «исправление» волнового фронта рассеянного света. В контрольном эксперименте рассеивающая среда была заменена плоским зеркалом. При этом отраженное излучение, проходя пластины в обратном направлении, отнюдь не «исправлялось», а наоборот, получало добавочные искажения (рис. 2, е).

Из описанных результатов следует, что при вынужденном рассеянии происходит обращение волнового фронта. В самом деле, пусть лазерное поле имеет вид $E_L(r)$, где $r \equiv (x, y)$ — координаты, перпендикулярные к направлению его распространения. Тогда поле возбуждающего излучения имеет вид $E_0(r) = E_L(r) e^{i\varphi(r)}$, где $\varphi(r)$ — фазовый сдвиг, вносимый пластиной. Рассеянное поле $E_s(r)$ по прохождении фазовой пластины в обратном направлении получает такие же фазовые сдвиги и имеет вид $E_1 = E_s e^{i\varphi}$. Из факта совпадения E_1 с E_L следует, что $E_s \sim E_L e^{-i\varphi}$, т. е.

$$E_s(r) = \text{const } E_0^*(r). \quad (4)$$

Последнее равенство как раз и означает, что имеет место обращение волнового фронта. Этот эффект реализуется при рассеянии излучения с пространственно-неоднородным

где k_0 и k_s — волновые числа соответственно возбуждающего и рассеянного излучений; направление оси z выбрано в сторону распространения рассеянного поля. В (26) константа g описывает локальное усиление рассеянного поля за счет накачки. Ее численное значение определяется конкретным механизмом рассеяния и характеристиками среды. Анализ этих уравнений показывает, что коэффициент усиления для рассеянных волн различных конфигураций определяется выражением,

$$G = \frac{g \int |E_0(r, z)|^2 |E_s(r, z)|^2 dr}{\int |E_s(r, z)|^2 dr}. \quad (3)$$

Локальные максимумы интенсивности $|E_s|^2$ у рассеянной волны с обращенным волновым фронтом в силу (4) всюду в объеме взаимодействия совпадают с максимумами $|E_0|^2$. Для волн же иных конфигураций (некоррелированных с накачкой) такое совпадение не может иметь место. Поэтому из (3) следует, что коэффициент усиления для обращенной волны больше, чем для любой другой.

При наличии в возбуждающем поле большого числа интерференционных максимумов и минимумов коэффициенты усиления для волны с обращенным фронтом и волн, некоррелированных с E_0 , отличаются вдвое:

$$G_{\text{обр}} = 2G_{\text{некр}}. \quad (4)$$

Это приводит к тому, что на выходе из среды мощность обращенной компоненты в $\sim 10^5$ превышает мощность остальных компонент. Поэтому если число их меньше 10^5 , то обращенная компонента в рассеянном поле будет не только превосходить все остальные по своей яркости, но и нести в себе практически всю энергию рассеянного поля.

Из (3) понятно также и отсутствие обращения волнового фронта для возбуждающего поля, интенсивность которого слабо меняется по поперечному сечению. В этом случае $|E_0|^2$ можно вынести за знак интеграла, и поэтому коэффициенты усиления для всех волн одинаковы.

В настоящее время свойства решений системы (2а), (2б) детально исследованы. Из них, в частности, найдены условия на допустимые значения угловой расходимости, сдвига частоты и длины взаимодействия, при которых имеет место явление обращения волнового фронта.

Это явление позволяет реализовать ряд оптических схем, создание которых невозможно средствами классической оптики. Так, например, оказывается возможным создание системы из задающего лазерного генератора и оптически-неоднородного усилителя — системы, позволяющей преобразовать энергию, запасенную в усилителе, в пучок с идеальной (дифракционной) расходимостью. Идея метода состоит в том, чтобы пропустить пучок дифракционного качества от генератора через неоднородный усилитель, затем подвергнуть его вынужденному рассеянию с обращенным волновым фронтом. Рассеянная волна пройдет через тот же усилитель, который можно рассматривать как распределенный аналог фазовой пластины, усилится и «выпрямит» свой фронт до практически плоского. Эта программа была реализована экспериментально в ¹².

Явление обращения волнового фронта может быть использовано также для самонаведения излучения лазера на мишень: сквозь турбулентную атмосферу ¹³, на мишень для лазерного термоядерного синтеза ¹⁴, при использовании оптически-неоднородных усилителей и оптики с аберрациями. Идея состоит в том, чтобы предварительно подсветить мишень широким пучком другого лазера. Тогда мишень становится источником вторичных волн. Некоторая (малая) доля энергии этих волн попадает в апертуру силовой лазерной установки. Излучение, пришедшее от мишени, предполагается усилить в силовых каскадах лазерной установки, подвергнуть обращению волнового фронта и снова пропустить через те же усилители. При этом излучение силовых усилителей будет доставлено на мишень, как если бы производилась безаберрационная фокусировка с дифракционной точностью. Попутно снимается и проблема точного наведения лазерного излучения на мишень. Открывающиеся здесь перспективы настолько заманчивы, что можно надеяться на достижение успеха в исследованиях, проводимых в настоящее время в этом направлении.

Примечание при корректуре. Изложенный принцип самонаведения излучения на мишень был реализован вскоре после данного доклада. В работе ¹⁵ экспериментально показано, что он действительно обеспечивает практически полное попадание излучения на мишень, независимо от ее положения в пространстве и наличия аберраций в оптических элементах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brewster R. G.—Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 140, p. 800.
2. Rank D. H., Cho C. W., Foltz N. D., Wiggins J. A.—Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 828.
3. Кудрявцева А. Д., Соколовская А. И., Сущинский М. М.—ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1556.
4. Зельдович Б. Я., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллоев Ф. С.—Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 160.
5. Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллоев Ф. С.—Ibid., 1974, т. 19, с. 350.
6. Рагульский В. В.—Труды ФИАН СССР, 1976, т. 85, с. 3.
7. Сидорович В. Г.—ЖТФ, 1976, т. 46, с. 2168.
8. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.—Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 1090.
9. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.—Ibid., 1978, т. 5, с. 36.
10. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.—Препринт ФИАН СССР № 1.—М.: 1978.
11. Зельдович Б. Я., Мельников Н. А., Пилипецкий Н. Ф., Рагульский В. В.—Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 41.
12. Носач О. Ю., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллоев Ф. С.—Ibid., 1972, т. 16, с. 617.
13. Wang V., Giuliano C. R.—In: Digest of Technical Papers IEEE/OSA CLEA.—1977.—P. 83.
14. Захаров С. Д. Препринт ФИАН СССР № 210.—М.: 1977.
15. Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В.—Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 160.

535.41(048)

В. Г. Сидорович. Модовая теория трехмерной голограммы. Теория трехмерной голограммы в настоящее время удовлетворительно разработана лишь в кинематическом приближении, соответствующем неизменности падающей на голограмму волны в ее объеме¹. В докладе рассмотрен метод анализа высокоэффективного преобразования световых волн трехмерной голограммой, основанный на представлении преобразуемой волны в виде суперпозиции согласованных с этой голограммой волн (мод голограммы); см. 2-4. Моды характеризуются тем свойством, что наведенные ими в голограмме волны поляризации в точности воспроизводят их, излучая электромагнитные волны. Поэтому соотношения комплексных амплитуд плоских компонент мод постоянны во всем объеме голограммы. Существование электромагнитных волн, согласованных в указанном смысле со средой, имеющей периодическую в пространстве диэлектрическую проницаемость, впервые использовано П. П. Эвальдом в его трудах по динамической теории дифракции рентгеновских лучей^{5, 6}.

Введем обозначения: $E(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^N a_n e^{i\mathbf{k}_n \mathbf{r}}$ — амплитуда электрического поля световой волны, распределение плотности энергии которой зарегистрировано в объеме голограммы в виде локальных отклонений комплексной диэлектрической проницаемости от среднего значения; a_n и \mathbf{k}_n — амплитуды и волновые векторы плоских компонент

зарегистрированной волны; $\mathbf{r} = (x, y, z)$; $E'(x, y, 0) = \sum_{n=0}^N b_n e^{i\mathbf{k}_n^\perp \mathbf{r}^\perp}$ — распределение

амплитуды электрического поля преобразуемой световой волны на поверхности голограммы (знак \perp означает проекцию на плоскость XOY , в которой располагается поверхность голограммы). В силу условия спивания поперечных составляющих волновых векторов на поверхности раздела двух сред поле преобразуемой волны в объеме голограммы представимо в виде

$$E(x, y, z > 0) = \sum_{n=0}^N c_n(z) e^{i\mathbf{k}_n \mathbf{r}}. \quad (1)$$

Подстановка (1) в уравнение Гельмгольца дает в приближении медленно меняющихся амплитуд для параксиальных пучков

$$\frac{dc}{dz} = D(\hat{A} + \hat{B})c, \quad (2)$$

где z — продольная координата; $D = k_0 \sqrt{\epsilon_0} \kappa / 2$; k_0 — волновое число падающей на голограмму волны; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость неэкспонированной регистрирующей среды; κ — комплексный коэффициент пропорциональности между плотностью энергии зарегистрированной волны и локальным изменением диэлектрической проницаемости светочувствительной среды; $c = (c_0(z), c_1(z), \dots, c_N(z))$ — вектор амплитуд плоских компонент распространяющейся в голограмме световой волны; \hat{A} — матрица голограммы с элементами $A_{mn} = a_m a_n^* (1 - \delta_{mn}) + \delta_{mn} L$; δ_{mn} — символ Кронекера; $L = \sum_{n=0}^N |a_n|^2$; \hat{B} — матрица рассеяния распространяющихся в голограмме плоских волн на объемных решетках, в записи которых они не участвовали; $B_{mn} = \sum_{pq} a_p a_q^* e^{iA_{pqn}^{(m)} z} (1 - \delta_{mn})$, суммирование производится по p и q , для которых удовлетворяется условие $[\mathbf{k}_n + (\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_q)]^\perp = [\mathbf{k}_m]^\perp$; $A_{pqn}^{(m)} = [(\mathbf{k}_n - \mathbf{k}_m) - (\mathbf{k}_q - \mathbf{k}_p)]_z$, отличие $A_{pqn}^{(m)}$ от нуля сигнализирует о невыполнении условия Брэгга при рассеянии волны с волновым вектором \mathbf{k}_n на решетке, образованной волнами с волновыми векторами \mathbf{k}_p и \mathbf{k}_q . Если зарегистрированное излучение можно охарактеризовать параметром угловой расходимости θ , то $\langle A_{pqn}^{(m)} \rangle \sim k_0 \theta^2$, где $\langle \rangle$ означает усреднение по p, q, m, n . Обозначим l толщину слоя голограммы, имеющего значительную дифракционную эффективность. При $k_0 \theta^2 l \gg 1$ большинство экспонент $e^{iA_{pqn}^{(m)} z}$ в \hat{B} совершают много осцилляций, пока происходит существенная трансформация падающей на голограмму волны. В этом случае можно пренебрегать вкладом в трансформацию от рассеяния на «чужих» решетках, которое описывается матрицей \hat{B} . Так как $l \sim 1/k_0 \Delta \epsilon$, где $\Delta \epsilon = \kappa \epsilon_0 L$, то условие, при котором пренебрежимо малы по интенсивности не несущие полезной информации волны, отвечающие рассеянию на «чужих» решетках, имеет вид $\theta^2 \gg \Delta \epsilon$. При выполнении этого условия в правой части (2) можно отбросить второе слагаемое. Так как матрица \hat{A} — самосопряженная, то система ее собственных векторов полна в $N + 1$ -мерном пространстве. Поэтому решение уравнения (2) представимо в виде

$$E^*(\mathbf{r})|_{z>0} = \sum_{n=0}^N \left(\sum_{m=0}^N d_m c_n^{(m)} e^{D \alpha_m z} \right) e^{i \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}}, \quad (3)$$

где d_m — коэффициенты разложения вектора $c(0) = (b_0, b_1, \dots, b_N)$ по системе собственных векторов $c^{(m)}$ матрицы A ; α_m — соответствующие собственные значения. Формула (3) показывает, что трансформация в голограмме всякой световой волны с угловым спектром, локализованным в пределах углового спектра зарегистрированной волны, сводится к изменению амплитудно-фазовых соотношений между составляющими ее световыми волнами с векторами амплитуд $c^{(m)}$. Эти последние распространяются в голограмме как в свободном пространстве, не меняя своей структуры, поэтому их естественно называть модами голограммы. Разница комплексных фазовых скоростей мод, характеризующихся величинами α_m , обусловлена тем, что плотность энергии различных мод по-разному распределена в пространстве относительно распределения комплексной диэлектрической проницаемости голограммы.

Эффективность применения изложенного модового подхода при исследовании трансформации световых волн трехмерными голограммами определяется простотой решения задачи на собственные значения для матрицы голограммы \hat{A} в целом ряде важных для практики случаев. В настоящее время модовая теория позволила рассчитать дифракционную эффективность трехмерной фазовой голограммы в весьма общем случае, когда объектная и опорная волны имеют протяженные дискретные угловые спектры, а соотношение их интенсивностей произвольно^{2,3}. На основе этих расчетов сформулированы рекомендации по выбору оптимальных с точки зрения дифракционной эффективности и уровня искажений восстановленной волны параметров записывающего голограмму излучения и регистрирующей среды. Другим важным приложением модовой теории явилась количественная интерпретация основных свойств так называемого «бриллюэновского зеркала», экспериментально исследованных в работе⁷. Так как в стационарном режиме ВРМБ локальный коэффициент стимулированного усиления стоксовой волны пропорционален плотности энергии накачки (см., например,⁷), то нелинейная среда, находящаяся в поле пространственно-неоднородной накачки, является амплитудной усиливающей голограммой по отношению к стоксовым волнам с частотой, лежащей в пределах контура стимулированного усиления⁸. Именно поэтому развитие методов^{2,3} позволило дать в работах^{4,9} исчерпывающее объяснение экспериментальным фактам, установленным в работе⁷, а также получить формулы для оценки параметров эксперимента, при которых должно наблюдаться обращение волнового фронта излучения, отраженного от «бриллюэновского зеркала».

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисюк Ю. Н.—ДАН СССР, 1962, т. 144, с. 1275.
2. Сидорович В. Г.—ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1306.
3. Сидорович В. Г.—Опт. и спектр. 1976, т. 41, с. 507.
4. Сидорович В. Г.—Ibid., 1977, т. 42, с. 693.
5. Ewald P. P.—Ann. d. Phys., 1917, Bd. 54, S. 519.
6. Эвальд П. П.—УФН, 1966, т. 89, с. 287.
7. Зельдович Б. Я., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзулов Ф. С.—Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 160.
8. Бетин А. А., Пасманик Г. А.,—В кн. Тезисы докладов на II Всесоюзной конференции по голографии.—Киев: 1975.
9. Сидорович В. Г.—ЖТФ, 1976, т. 46, с. 2168.

535.36(048)

В. И. Беспалов, А. А. Бетин, Г. А. Пасманик. Воспроизведение волнового фронта световых пучков при вынужденном рассеянии. В 1972 г. было показано, что обратное вынужденное рассеяние (ВР) многомодового оптического излучения в световоде приводит к обращению волнового фронта лазерной волны¹. Позднее было установлено, что подобное явление наблюдается и в сфокусированных пучках².

Процесс формирования воспроизводящей накачки стоксовой волны в ограниченных, в частности, сфокусированных пучках накачки с радиусом r_l , много большим радиуса поперечной корреляции ρ_l , имеет по сравнению с ВР в световоде свои отличительные особенности^{3,4}. Уменьшение средней интенсивности накачки к периферии лазерного пучка приводит к локализации стоксовой волны вблизи его оси. Мелкомасштабное распределение поля более узкого, чем накачка, стоксова пучка из-за дифракции выходит из согласования с полем лазерной волны. Поэтому в ограниченных пучках преимущественное усиление воспроизводящей накачку структуры меньше, чем в световоде. Для отыскания структуры стоксовой волны E_s , близкой к оптимальной, и соответствующего ей значения инкремента используется подход, основанный на выделении в поляризации $g |E_l|^2 E_s/2$ проекции $C(z) f E_l$ на функцию $f E_l$, повторяющую мелкомасштабное распределение лазерного поля E_l^2 . Медленная в масштабе ρ_l огибающая f определяется из условия наибольшего усиления возбуждаемых поляризаций $C f E_l$ стоксовых компонент. Для нахождения функции f составляется интегральное уравнение для коэффициента $C(z)$, оптимизируя решение которого удается определить максимальное значение полного инкремента M и соответствующую ему огибающую f . В результате для монохроматического пучка накачки с гауссовой функцией корреляции, гауссовой огибающей и нормальной статистикой поля в предположении $M_k \ll 1$ и $M_l \gg 1$ (M_k и M_l — полные инкременты соответственно на длине продольной корреляции $z_k = k_l \rho_l^2$ и длине дифракционного уширения пучка накачки $z_l = \sqrt{2} k_l r_l^2$) получаем

$$M = 2M_l \zeta \left[1 - \frac{\sqrt{2}}{M_l} - \frac{1}{2M_l^2} \left(\frac{k_l - k_s}{k_s} \right)^2 \frac{z_l^2}{z_k^2} \right], \quad (1)$$

$$f = \exp \left(-\frac{r_l^2 M_l}{\sqrt{2} r_l^2(z)} \right),$$

где

$$\zeta = \arctg \left(\frac{F^2 + z_l^2}{F^2} \frac{z}{z_l} - \frac{z_l}{F} \right) + \arctg \frac{z_l}{F}, \quad r_l^2(z) = r_l^2 \left[\left(1 - \frac{z}{F} \right)^2 + \frac{z^2}{z_l^2} \right].$$

При $F = \infty$, $M_l = g |E_l|^2 z_l \rightarrow \infty$ — значение M переходит в выражение, рассчитанное для ВР в световоде⁶⁻⁸.

Аналогичный подход использован также для оценки инкремента воспроизводящей накачку стоксовой компоненты в условиях четырехфотонного взаимодействия стоксовых и антистоксовых компонент при попутном ВКР. Для накачки с плоской огибающей при $M_k \ll 1$ имеем

$$M = 2g |E_l|^2 z \left[1 - \frac{k_l - k_s}{2k_s \delta k z_k} - 2 \left(\frac{g |F_l|^2}{\delta k} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_l - k_s}{g |E_l|^2 z_k k_s} \right)^2 \right] \quad (\delta k \gg g |E_l|^2). \quad (2)$$

Из (2) следует, что с уменьшением расстройки волновых векторов $\delta k = 2k_l - k_s - k_a$ инкремент M уменьшается (при $\delta k \lesssim g |E_l|^2$ инкремент $M \lesssim g |E_l|^2 z$). В то же время инкремент некоррелированных с накачкой волн при $M_k \ll 1$ не зависит от δk и равен

$g |E_l|^2 z$. Сравнивая инкременты, замечаем, что четырехфотонное взаимодействие приводит к ухудшению эффекта воспроизведения *).

В поле немомохроматических, пространственно-неоднородных лазерных пучков инкремент воспроизводящей накачки волны зависит от вида ее статистики. Связанные с этой зависимостью особенности наиболее своеобразно проявляются при обратном ВР, для которого сила $F \sim E_l E_s^*$, вызывающая раскачку фононов в среде, оказывается пропорциональной E_l^2 . Если накачка имеет нормальную статистику поля, то F — случайная функция времени с нулевым средним, и инкремент воспроизводящей волны падает с увеличением отношения ширины линии накачки и спонтанного рассеяния γ_l/γ . Для накачки с плоской огибающей и лоренцевой линией в частотном спектре имеем

$$M = 2\Gamma_0 z \left(1 - \frac{1}{\Gamma_0 l_k}\right) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_l - k_s}{\Gamma_0^2 k_s}\right)^2\right] \quad (\Gamma_0 l_k \gg 1), \quad (3)$$

где

$$\Gamma_0 = g |E_l|^2 \left(1 + 2 \frac{\gamma_l}{\gamma}\right)^{-1}, \quad l_k = \gamma_l^{-1} \left(\frac{1}{v_l} + \frac{1}{v_s}\right)^{-1}.$$

В то же время при накачке $E_l = \mathcal{E}_l(z, \mathbf{r}_\perp) \varphi\left(t - \frac{z}{v_l}\right)$ стоковые компоненты вида $\mathcal{E}_l^* \varphi$ усиливаются так, что сила $F \sim \mathcal{E}_l^2 |\varphi|^2$ сохраняет отличную от нуля усредненную по времени составляющую. Инкремент этих компонент при нормальном законе распределения $\mathcal{E}_l(z, \mathbf{r}_\perp)$ и $\varphi\left(t - \frac{z}{v_l}\right)$ равен

$$M = 2\Gamma_1 z \left(1 - \frac{1}{\Gamma_1 l_k}\right) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_l - k_s}{\Gamma_1^2 k_s}\right)^2\right] \quad (\Gamma_1 l_k \gg 1), \quad (4)$$

где

$$\Gamma_1 = g |E_l|^2 \left[1 + \left(1 + 2 \frac{\gamma_l}{\gamma}\right)^{-1}\right].$$

Из сравнения выражений (3) и (4) видно, что при $\gamma_l/\gamma \gg 1$ $\Gamma_1 \gg \Gamma_0$, т. е. обратное ВР обладает свойством фильтрации сигналов вида $\mathcal{E}_l \varphi$ на фоне более мощного некогерентного излучения⁹.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Б. Я., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С., — Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 160.
2. Бетин А. А., Пасманик Г. А. — В кн. Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по голографии. — Киев: ИФ АН УССР, 1975. — Ч. II. с. 72.
3. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А. — Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 215.
4. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А. — Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1977, т. 20, с. 791.
5. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А. — Ibid., 1978, т. 21, № 7.
6. Сидорович В. Г. — ЖТФ, 1976, т. 46, с. 2168.
7. Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М., Мандросов В. И. — Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 2467.
8. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. — Ibid., 1977, т. 4, с. 1090.
9. Пасманик Г. А. — Письма ЖТФ, 1978, т. 4, с. 504.

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(26—27 апреля 1978 г.)

26 и 27 апреля 1978 г. в конференц-зале Физического института имени П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. В. Б. Шикин. Электроны над поверхностью жидкого гелия.
2. М. С. Хайкин, А. П. Володин. Нарушение устойчивости заряженной поверхности жидкого гелия и образование баблов (кинофильм).

* Другим примером, где параметрическая связь волн снижает дискриминацию инкрементов, является ВРМБ в средах со слабым затуханием звука⁵.

3. Д. М. Черникова, Л. П. Горьков. О неустойчивости заряженной поверхности жидкого гелия.

4. В. С. Эдельман. Исследование резонансных свойств электронов над поверхностью жидкого гелия.

5. К. И. Земсков, М. А. Казарян, Г. Г. Петраш. Оптические системы с усилителями яркости.

6. Л. И. Девяткова, П. М. Лозовский, В. В. Михайлин, С. П. Чернов, А. В. Шепелев, П. Б. Эссельбах. Вакуумная ультрафиолетовая люминесценция монокристаллов LaF_3 .

7. Л. И. Гудзенко, И. С. Якоба, Ю. И. Сыцько, С. И. Яковленко. Анализ возможности усиления ВУФ-излучения в плазме гелия.

Ниже публикуется краткое содержание докладов.

[546 291.536 423 4+537.222](048)

В. Б. Шикин. Электроны над поверхностью жидкого гелия. Систематическое исследование локализованных электронных состояний на поверхности жидкого гелия началось сравнительно недавно. Первые теоретические результаты, полученные независимо в работах ^{1, 2}, и надежные экспериментальные данные ^{3, 4}, подтверждающие существование локализованных электронных состояний на поверхности жидкого гелия, имеют 4—7-летнюю давность. Тем не менее к настоящему времени достигнут заметный прогресс в понимании свойств поверхностных электронов (так для простоты принято называть электроны, локализованные на поверхности жидкого гелия). Речь идет об изучении подвижности электронов вдоль границы раздела, исследовании коллективных явлений (плазменные колебания, вигнеровская кристаллизация) в системе поверхностных электронов, устойчивости заряженной поверхности гелия во внешнем электрическом поле, нелинейных явлениях в циклотронном резонансе и т. д. Целью данного сообщения является обсуждение ситуации в задаче о подвижности электронов вдоль поверхности жидкого гелия.

Вопрос о подвижности электронов вдоль границы жидкость — пар жидкого гелия формально во многом аналогичен проблеме подвижности электронов и дырок в полупроводниках. Однако на поверхности гелия ситуация значительно более определена и проста. Во-первых, зависимость энергии электрона от двумерного волнового числа вдоль поверхности квадратична и изотропна, в то время как в полупроводниках использование подобного спектра является далеко идущей идеализацией. Во-вторых, единственным источником рассеяния малоэнергичных электронов, движущихся при низких температурах вдоль поверхности гелия, являются тепловые колебания поверхности (капиллярные волны Рэлея, или риплоны), спектр которых в длинноволновом приближении, существующем при вычислении подвижности электронов, хорошо известен. В результате появляется возможность построения последовательной теории подвижности поверхностных электронов в линейном по ведущему электрическому полю приближении, свободной от неопределенных параметров, при условии, что вид взаимодействия между поверхностными электронами и риплонами четко определен. Дискуссия о явном виде электрон-риплонного взаимодействия, содержащаяся в работах ⁵⁻⁹, позволила в конечном итоге остановиться на варианте этого взаимодействия, предложенного в ^{6, 7}, определив границы его применимости. Соответствующие конкретные расчеты подвижности электронов вдоль поверхности жидкого гелия с использованием явного вида электрон-риплонного взаимодействия в разных предельных случаях по температуре, частоте ведущего электрического поля, напряженности прижимающего электрического поля и т. д. выполнены в работах ^{6, 7, 10-12}. Теоретические результаты свидетельствуют о большой величине подвижности электронов вдоль поверхности ($\mu \approx 10^7-10^8 \text{ см}^2/\text{в}\cdot\text{сек}$) и очень низком пороге возникновения нелинейных по ведущему полю явлений.

Отмеченные особенности подвижности поверхностных электронов привели к необходимости отказа от стандартных методик измерения подвижности ионов в объеме жидкого гелия (временнóлетная техника) и привлечению новых, высокочастотных методов, используемых обычно при изучении металлов и полупроводников. Полученная на этом пути экспериментальная информация о подвижности электронов в линейном по ведущему полю приближении, находится в хорошем соответствии с расчетными значениями подвижности без использования подгоночных параметров (см. ¹³⁻¹⁵).

ЛИТЕРАТУРА

1. Cole M. W., Cohen M. H. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1238.
2. Шикин В. Б. — ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 1748.
3. Brown T. R., Crimes C. C. — Phys. Rev. Lett. 1972, v. 29, p. 1233.
4. Grimes C. C., Brown T. R. — Ibid., 1974, v. 32, p. 270.
5. Cole M. W. — Phys. Rev., 1974, v. 133, p. 4418.

6. Шикин В. Б., Монарха Ю. П.— J. Low Temp. Phys., 174, v. 16, p. 193.
7. Шикин В. Б., Монарха Ю. П.— ФНТ, 1975, т. 1, с. 957.
8. Gaspari G. D., Bridges F. I.— J. Low Temp. Phys., 1975, v. 21, p. 535.
9. Монарха Ю. П.— ФНТ, 1977, т. 3, с. 587.
10. Platzman P. M., Veni G.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 636.
11. Монарха Ю. П.— ФНТ, 1976, т. 2, с. 1232.
12. Saitoh M.— J. Phys. Soc. Japan, 1974, v. 42, p. 201.
13. Рыбалко А. С., Ковдря Ю. З., Есельсон Б. Н.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 569.
14. Grimes C. C., Adams G.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 145.
15. Эдельман В. С.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 510; 1977, т. 26, с. 647.

[546.291:536.423.4 + 537.222](048)

М. С. Хайкин, А. П. Володин. Нарушение устойчивости заряженной поверхности жидкого гелия и образование баблонов (кинофильм). Плотность двумерного слоя электронов, локализованных в потенциальной яме у поверхности жидкого гелия, не удается сделать больше чем $\sim 2 \cdot 10^9$ электронов/см² (см. ¹). Предельная плотность электронов у поверхности пленки сверхтекучего гелия на металлической подложке [может быть на порядок

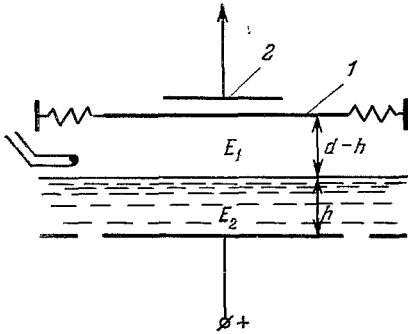


Рис. 1. Схема прибора.

1 — подвижной катод конденсатора, подвешенный на пружинах; 2 — электрод емкостного датчика положения катода 1.

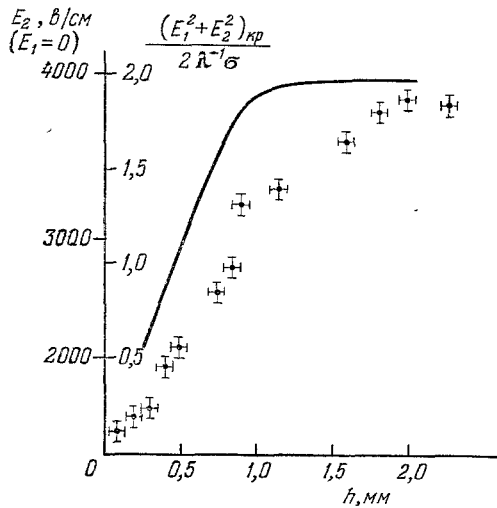


Рис. 2. Значения критического параметра и поля E_2 , по достижении которых заряженная плоская поверхность гелия теряет устойчивость, в зависимости от глубины h гелия в конденсаторе.

больше ². Однако при попытке превзойти эти величины заряд с поверхности гелия исчезает вовсе. Теоретический анализ показал, что при плотности заряда, превосходящей указанный выше предел, плоская поверхность жидкого гелия оказывается неустойчивой ^{3,4}. В этом сообщении описаны результаты экспериментального исследования условий возникновения неустойчивости заряженной поверхности жидкого гелия и механизма ухода с нее электронов ⁵.

Опыты проводились в дьюаре с оптическими окнами для наблюдения и кино съемки скоростной камерой. Схема устройства внутренней части прибора показана на рис. 1. Уровень гелия h устанавливался (при помощи термомеханического насоса) между горизонтальными пластинами конденсатора ϕ 40 мм с зазором $d = 1-5$ мм. Поле над гелием E_1 , а следовательно, и плотность заряда на его поверхности определялись по перемещению упруго подвешенной верхней пластинки 1, измеряемому емкостным датчиком 2. Критические условия нарушения устойчивости заряженной поверхности гелия достигались понижением уровня гелия h либо повышением напряжения на конденсаторе.

По достижении критических условий на поверхности гелия за время 0,03—0,1 сек возбуждаются капиллярно-гравитационные волны с амплитудой $\sim 0,5$ мм и в течение 0,1—0,3 сек поверхностный заряд исчезает. Зависимость критической величины $(E_1^2 + E_2^2)_{кр}$ от уровня гелия h приведена на рис. 2; эта величина является однозначным критическим параметром при условиях $h = d/2$ или $h \ll d - h$, соблюдавшихся в опытах. Видно, что результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с рассчитанной зависимостью, показанной сплошной кривой ⁴. Изменение характера зависимости

при $h = 1-1,5$ мм отвечает переходу от неустойчивости по отношению к волнам длиной $\lambda = 2-3$ см при $h \leq 0,7$ мм к неустойчивости по отношению к волнам длиной порядка капиллярной длины $\lambda_k = 3,2$ мм при $h \leq 1,5$ мм. Эта картина хорошо видна в кинофильме.

Киносъемка показала механизм ухода электронов с поверхности гелия. На 1-м (верхнем) кадре рис. 3 видна спокойная устойчивая поверхность гелия. На 2-м кадре уже развилась неустойчивость заряженной поверхности; во впадинах волн появились острые углубления. На этих углублениях рождаются пузырьки (3-й кадр) с размерами $0,05-0,3$ мм, которые затем ныряют в гелий (4-й кадр). Достигнув дна — анода конденсатора, пузырьки разряжаются; затем маленькие пузырьки $\sim \phi 0,05$ мм схлопываются за время $\leq 10^{-4}$ сек, а большие живут $\sim 10^{-3}$ сек, успевая всплыть. Наблюдаемое явление объясняется тем, что каждый пузырек представляет собой многозарядный (10^7-10^8 электронов) ион — «бэблон» *) в сверхтекучем гелии. Из условия равенства электростатического давления внутри капиллярному давлению следует оценка для радиуса бэблона: $r = \sqrt{ne^2/16\pi\sigma} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ см, где e — заряд электрона, σ — поверхностное натяжение жидкого гелия, n — число электронов в бэблоне, определяемое по полному заряду поверхности гелия и количеству разряжающих ее бэблов (20—100)

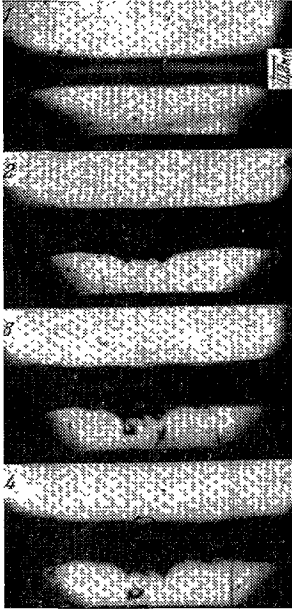


Рис. 3. Кадры кинофильма, показывающие возникновение капиллярных волн на заряженной поверхности жидкого гелия и рождение бэблов, уносящих электроны с поверхности в глубь гелия.

На 1-м кадре (вверху) видна спокойная заряженная поверхность гелия (нижний край темной полосы), погруженная полем в конденсаторе на $0,2$ мм относительно поверхности гелия вне конденсатора (верхний край темной полосы).

$10^{12}-10^{11}$ гу (частицы радиусом $10^{-6}-10^{-3}$ см) и при увеличении радиуса кривизны поверхности переходит в спектр электронов над плоской поверхностью. Такие диэлектрические уровни могут существовать около частиц космической пыли и играть роль в формировании космического излучения в указанном диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brown T. R., Grimes C. C.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1235.
2. Володин А. П., Хайкин М. С., Эдельман В. С.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 524.
3. Горьков Л. П., Черникова Д. М.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 119.
4. Черникова Д. М.— ФНТ, 1976, т. 2, с. 1374.

*) Bublлон — bubble with electrons.

5. Володин А. П., Хайкин М. С., Эдельман В. С.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 707.
 6. Grandall R. S.— Surface Sci., 1976, v. 58, p. 266.
 7. Хайкин М. С.— Письма ЖЭТФ, 1978.

[546.291:536.423.4+537.222](048)

Д. М. Черникова, Л. П. Горьков. О неустойчивости заряженной поверхности жидкого гелия. В докладе обсуждается чисто классическое явление — неустойчивость плоской поверхности жидкого гелия в присутствии локализованных вблизи нее электронов. Возможность нанести довольно значительный заряд на поверхность гелия, как известно^{1,2}, связана с тем, что электрон имеет отрицательное сродство к гелию. Иными словами, электрон должен преодолеть потенциальный барьер около 1 эв, чтобы попасть внутрь конденсированной фазы гелия. Типичная постановка задачи изображена на рис. 1. В ванне гелия его поверхность располагается между двумя пластинами конденсатора. Область 1 на рисунке относится к парам, а область 2 отвечает жидкой фазе гелия. Прикладывая разность потенциалов к обкладкам конденсатора, можно «заряжать» поверхность от внешнего источника и манипулировать как величиной полей E_1 и E_2 в зазорах, так и самой величиной последних h_1 и h_2 . Сравнительно небольшие напряженности поля $\sim 10^3$ в/см позволяют достигать поверхностной плотности заряда n_s до 10^8 — 10^9 см⁻².

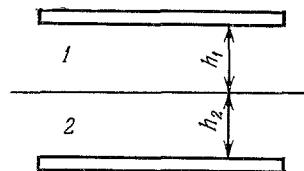


Рис. 1.

В присутствии зарядов вблизи поверхности возникает конкуренция между гравитационными и капиллярными силами, с одной стороны, которые стремятся сохранить плоскую форму границы, и растягивающим действием электростатических сил, с другой, — что и приводит в конечном счете к неустойчивости заряженной поверхности по достижении соответствующих критических параметров. Явление очень близко к неустойчивости жидких диэлектриков, помещенных в сильное электрическое поле³, однако, помимо более благоприятных значений критических параметров, оно отличается еще физически тем, что электроны обладают большой подвижностью вдоль поверхности, образуя тем самым вдоль нее проводящую пленку.

В теории явления важны три вопроса: определение критериев неустойчивости, вопрос о характере развития неустойчивости вблизи критических значений параметров и, наконец, вопрос о конечном состоянии системы в закритической области.

1. Устойчивость системы определяется спектром линейных колебаний. Новым моментом по сравнению с гидродинамической задачей о спектре гравитационно-капиллярных волн является постоянство потенциала электронов вдоль поверхности, обусловленное их высокой подвижностью. Спектр колебаний при произвольных параметрах (см. рис. 1) имеет вид^{4,5}

$$\omega^2 = k \operatorname{th}(kh_2) \left\{ \rho g + \alpha k^2 - \frac{k}{4\pi} [E_1^2 \operatorname{Cth}(kh_1) + E_2^2 \operatorname{Cth}(kh_2)] \right\}. \quad (1)$$

Зависимость $\omega^2(k)$ из-за электростатического вклада в правой части (1) имеет немонотонный

характер. Если толщины h велики по сравнению с капиллярной постоянной $a = \sqrt{\alpha/\rho g} \sim 0,5$ мм, то третий член в (1) приводит к появлению глубокого минимума при $k_0 \sim a^{-1}$, который с увеличением полей достигает значений $\omega = 0$. Это условие определит порог появления коротковолновой неустойчивости, когда возникающее в результате неустойчивости турбулентное движение характеризуется масштабом $k_0^{-1} \sim a$. Вторая возможность, как видно из (1), появляется при малых зазорах ($kh \ll 1$). В этом случае обращается в нуль коэффициент в разности $\omega^2 \propto k^2$ в (1). Зависимость критического значения величины $(E_1^2 + E_2^2)$ от h (если на рис. 1 $h_1 = h_2 = h$)

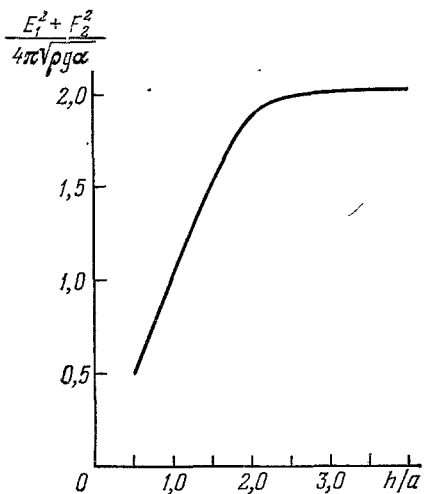


Рис. 2. Зависимость $(E_1^2 + E_2^2)/4\pi\sqrt{\rho g \alpha}$ от h/a .

приведена на рис. 2, где область $h > \sqrt{3a}$ отвечает развитию коротковолновой, а область $k \leq \sqrt{3a}$ — длинноволновой неустойчивости.

2. Характер развития неустойчивости исследовался нами в работах ^{5, 6}. Постановка вопроса требует выяснения, имеют ли возникающие турбулентные движения при малых превышениях критического значения параметров также достаточно малую амплитуду («мягкий» режим), или срыв неустойчивости приводит сразу к сильно развитым нерегулярным колебаниям поверхности с амплитудами порядка капиллярной постоянной («жесткий» режим). Исследование показывает, что в случае коротковолновой неустойчивости, как правило, срыв должен происходить по «жесткому» режиму, тогда как при $h \ll a$ по достижении порога устойчивости развивающиеся длинноволновые колебания имеют малую амплитуду.

3. Вопрос о конечном состоянии системы предполагает, что запасенная системой энергия в конечном счете диссипируется благодаря вязкости. Вязкость в гелии при низких температурах очень мала. Оценки ⁶ показывают, что турбулентный режим мог бы существовать в течение длительного времени (несколько десятков секунд). Исследование характера состояния успокоившейся поверхности в общем виде затруднительно, однако, изучение некоторых предельных случаев, проведенное в ⁶, показывает, что в случае коротковолновой неустойчивости следует ожидать, что успокоившаяся поверхность приобретает форму периодического рельефа с гексагональной симметрией отдельной ячейки. Амплитуда рельефа и период структуры имеют порядок капиллярной постоянной, $a \approx 0,5$ мм.

В экспериментах ⁷ обнаружено, что вместо образования периодической структуры в результате постепенного затухания колебаний поверхность гелия быстро разряжается. Этот вопрос требует специального изучения, однако уже сейчас можно указать, что «опыты» ⁷ проводились при температурах ниже λ -точки гелия, где особую роль играет бездиссипативное движение сверхтекучей компоненты жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шикин В. Б. — ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 1748.
2. Cole M. W., Cohen M. H. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1238.
3. Зайцев В. М., Шлиомис М. И. — ДАН СССР, 1969, т. 188, с. 1261.
4. Горьков Л. П., Черникова Д. М. — Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 119.
5. Черникова Д. М. — ФНТ, 1976, т. 2, с. 1976.
6. Горьков Л. П., Черникова Д. М. — ДАН СССР, 1976, т. 228, с. 829.
7. Володин А. П., Хайкин М. С., Эдельман В. С. — Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 707.

[546,291:536.423.4+537.222](048)

В. С. Эдельман. Исследование резонансных свойств электронов над поверхностью жидкого гелия. Наиболее эффективным и прямым способом изучения динамики электронов, локализованных над поверхностью жидкого гелия, и взаимодействия их с окружающей средой является исследование резонансных явлений в электрическом и магнитном полях. Резонансные переходы между квантовыми уровнями и циклотронный резонанс в магнитном поле H , перпендикулярном к поверхности гелия, наблюдались при температурах $T \gtrsim 1,3$ °К Граймсом и др. ^{1, 2}. При этих условиях основным взаимодействием, определяющим время релаксации, является столкновение электронов с атомами гелия, плотность которых в парах $> 10^{19}$ см⁻³. Понижение температуры ниже ~ 1 °К приводит к быстрому падению плотности пара, и доминирующим становится взаимодействие с тепловыми колебаниями поверхности жидкости — риплонами ^{3, 4}.

Проведенные нами исследования циклотронного резонанса на частоте ~ 18 Гц показали, что время релаксации электронов τ возрастает при малых прижимающих полях E_{\perp} от $\sim 10^{-10}$ сек при $T = 1,3$ °К до 10^{-8} сек при $T = 0,4$ °К. Благодаря тому, что резонансная линия имела относительную ширину $\Delta H/H_e \approx 10^{-3}$, удалось установить, что эффективная масса электронов при $H \parallel N$ (N — нормаль к поверхности гелия) и $E_{\perp} \lesssim 50$ в/см с точностью $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ совпадает с массой свободного электрона.

По мере увеличения E_{\perp} взаимодействие электронов с риплонами возрастает, что приводит к уширению линии циклотронного резонанса в сильных полях, приближенно пропорциональному E_{\perp}^2 , с быстрой $\sim (1,5 \pm 20\%) \cdot 10^{-4}$ в/см² при $E_{\perp} \lesssim 1$ в/см. (Дальнейшее увеличение E_{\perp} ограничено потерей устойчивости в системе электронов над поверхностью ⁴He⁵. Аналогичные явления наблюдались также для электронов, локализованных над поверхностью ³He ⁶.

Увеличение E_{\perp} приводит также к уменьшению эффективной массы ⁷. Смещение резонанса в магнитном поле δH пропорционально $-E_{\perp}^2$ и составляет (для ⁴He)

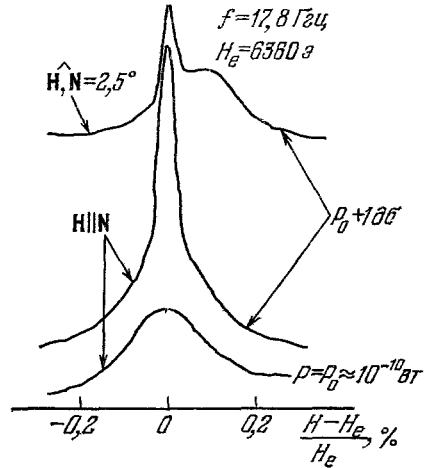
$(6 \pm 30\%) \cdot 10^{-5} \text{ э}/(\text{в}/\text{см})^2$. Опыты, проведенные на частоте 37,8 Гц, показали, что δH не зависит от частоты. Теория явления, качественно согласующаяся с экспериментом (количественное согласие пока не достигнуто), была дана в работе ⁸, согласно которой уменьшение эффективной массы связано с тем, что электрон, локализованный в плоскости жидкости сильным магнитным полем, давит на ее поверхность с силой eE_{\perp} и формирует ямку, параметры которой определяются этой силой и поверхностным натяжением гелия. Тем самым изменяется собственная энергия электрона, а вместе с ней и эффективная масса.

Большие времена релаксации позволяют уже при малых уровнях СВЧ мощности наблюдать целый ряд нелинейных эффектов. Особенность рассматриваемой системы состоит в том, что времена свободного пробега для возбужденных состояний оказываются много большими, чем для основного. Это связано с тем, что среднее расстояние от поверхности гелия до электрона возрастает при его возбуждении, и при $T \approx 0,4 \text{ }^{\circ}\text{K}$ при переходе в непрерывный спектр τ должно достигать $\tau_{\text{max}} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$. Это значение определяется частотой столкновений с атомами пара.

Нагрев электронов при циклотронном резонансе наблюдался в работе ⁹ (см. рисунок). При увеличении мощности СВЧ сигнала появляется дополнительная узкая резонансная линия. Ее положение не зависит от угла между H и N , в то время как резонанс для поверхностных электронов смещается по закону $H_{\text{рез}} \propto 1/\cos(\hat{H}N)$ (см. рисунок). Таким образом, узкий пик связан с циклотронным резонансом свободных электронов. Минимальная наблюдавшаяся ширина линии $\Delta H \approx 0,15 \text{ э}$ соответствует $\tau \approx 4 \cdot 10^{-7} \ll \tau_{\text{max}}$. Это связано с сильным перегревом возбужденных электронов, которого, в принципе, нельзя избежать при таком способе возбуждения.

Представляется перспективным возбуждение электронов путем наложения дополнительного электромагнитного поля с частотой, соответствующей энергии перехода между квантованными уровнями или их переходу в непрерывный спектр. Наблюдение таких переходов расширит возможности низкотемпературной спектроскопии. В частности, можно ожидать, что таким путем удастся наблюдать циклотронный резонанс свободных электронов с относительной шириной линии $\Delta H/H < 10^{-7}$, что позволит провести работу по уточнению значений мировых постоянных.

Материалы доклада опубликованы в работах ^{6, 7, 9}.



ЛИТЕРАТУРА

1. Grimes C. C., Brown T. R., Burns M. L., Zipfel C. L.— Phys. Rev. Ser. B. 1976, v. 13, p. 140.
2. Brown T. R., Grimes C. C.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1233.
3. Grimes C. C., Adams G.— Ibid., 1976, v. 36, p. 145.
4. Рыбалко А. С., Ковдря Ю. З., Есельсон Б. Н.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 569.
5. Володин А. П., Хайкин М. С., Эдельман В. С.— Ibid., 1977, т. 26, с. 707.
6. Эдельман В. С.— Ibid., с. 647.
7. Эдельман В. С.— Ibid., 1976, т. 24, с. 510.
8. Шикин В. Б., Монарха Ю. П.— ФНТ, 1975, т. 1, с. 957.
9. Эдельман В. С.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 422.

535.818(048)

К. И. Земсков, М. А. Казарин, Г. Г. Петраш. Оптические системы с усилителями яркости. В обычных оптических системах яркость световых пучков на выходе всегда меньше, чем на входе. Это обстоятельство сильно ограничивает возможности оптических систем. Ясно, что их можно было бы сильно увеличить, если бы удалось в оптике широко использовать усилители яркости.

Квантовая электроника позволяет в принципе решить эту задачу. Действительно, стимулированное излучение повторяет все свойства вынуждающего, т. е. позволяет

увеличивать яркость световых пучков в любых оптических системах, внося только шум, связанный со спонтанным излучением.

Цель настоящего доклада — проанализировать причины, сдерживающие развитие оптических систем с усилителями яркости, а также перспективы их развития.

1. Особенность оптических систем состоит в том, что они оперируют одновременно с большим объемом информации, заложенной в распределении амплитуд и фаз по полю зрения, число разрешаемых элементов на линейном размере которого обычно порядка 10^3 . Это накладывает определенные требования на размеры усиливающих элементов и их угловую апертуру. Желательно иметь усиливающий элемент с таким коэффициентом усиления, чтобы на одном проходе достигалось насыщение активной среды. В этом случае эффективность преобразования энергии в энергию выходного пучка, несущего изображение или другую оптическую информацию, приближалось бы к к.п.д. преобразования энергии в активной среде. Таким образом, открывается возможность создания оптических систем с эффективностью, намного превышающей обычную.

2. Для достижения насыщения за один проход при типичных длинах активной среды нужно иметь коэффициент усиления порядка $0,1-1,0 \text{ см}^{-1}$. Это и определяет трудности создания усиливающих элементов, так как для достижения указанного коэффициента усиления требуются очень высокие скорости накачки. При усилении в видимой области спектра в пределах доплеровской ширины линии в непрерывном режиме при существующих к.п.д. лазеров требуется накачка порядка kвт/см^3 . Достаточно высокое усиление сравнительно легко удается получить с импульсными лазерами.

3. Применение импульсных лазеров на парах металлов, в первую очередь лазера на парах меди, работающего в зеленой области спектра, впервые позволило создать оптические системы с усилителями яркости, пригодные для практических применений, и провести исследование таких систем. Лазерный проекционный микроскоп с усилителем на основе лазера на парах меди позволил получить изображения микрообъектов на экране площадью более 10 м^2 с линейным увеличением до $15 \cdot 10^3$, что лежит далеко за пределами возможностей обычных проекционных систем. Усиливающий элемент в этом случае использует значительную часть запасенной инверсии, так как работает вблизи насыщения.

С лазерами на парах золота и бария получены усиленные по яркости изображения микрообъектов в красной, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Имеется возможность использовать для этой цели также импульсные лазеры на парах свинца, марганца и европия.

4. Существуют хорошие перспективы применения оптических систем с усилителями яркости в проекционном телевидении с большим экраном, в системах обработки информации, для скоростной микрокиносъемки (с частотой кадров $10-20$ тысяч в секунду), для усиления световых пучков, полученных при восстановлении динамических голограмм, и в ряде других задач.

5. Для дальнейшего развития оптических систем с усилителями яркости требуется создание новых активных элементов с высоким к.п.д., с большим коэффициентом усиления при значительном диаметре и угловой апертуре усиливающего элемента.

ЛИТЕРАТУРА

- Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. — Квант. электрон, 1974, т. 1, с. 14.
 Рапова Э. Я. et al. — Ibid., 1975, т. 2, с. 1568.
 Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. С., Петраш Г. Г. — Ibid., 1976, 3, с. 35.
 Дорошкин А. А., Земсков К. И. и др. — Ibid., с. 2515.

535.37(048)

Л. И. Девяткова, П. М. Лозовский, В. В. Михайлин, С. П. Чернов, А. В. Шенелев, П. Б. Эссельбах. Вакуумная ультрафиолетовая люминесценция монокристаллов LaF_3 . Активированные монокристаллы LaF_3 представляют большой интерес как возможные активные среды лазеров ультрафиолетового (УФ) диапазона. В работе исследовалась люминесценция этих кристаллов.

В качестве источника возбуждения люминесценции использовался водородный лазер со следующими параметрами: длина волны генерации 1610 \AA , длительность импульсов менее 1 нсек , пиковая мощность 50 квт , частота импульсов до 400 гц .

Излучение возбуждающего лазера фокусировалось на поверхность исследуемого образца, помещенного в криостат. Излучение люминесценции анализировалось с помощью вакуумного монохроматора по схеме Сейи — Намиоки. Спектры люминесценции измерены в диапазоне от 1600 до 2860 \AA . Были сняты спектры люминесценции LaF_3 : Nd , LaF_3 : Pr , LaF_3 : Er , CeF_3 и чистого LaF_3 .

В спектрах люминесценции $\text{LaF}_3 : \text{Nd}$ (рис. 1) впервые обнаружена интенсивная люминесценция в вакуумной ультрафиолетовой области в районе 1740 \AA . По оценкам квантовый выход люминесценции в эту полосу составляет более 50%. Положение этой линии люминесценции не меняется при изменении концентрации Nd от 0,05 до 2 вес.%. При переходе к температуре жидкого азота хорошо видно, что полоса 1740 \AA является сложной, эффективность люминесценции меняется незначительно.

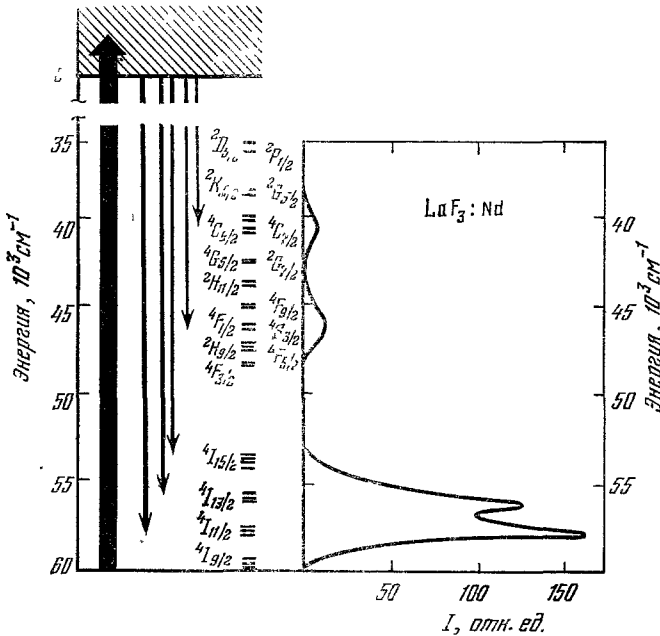


Рис. 1.

Спектры люминесценции монокристаллов $\text{LaF}_3 : \text{Pr}$ (рис. 2) имеют две сильные группы линий при 2500 и 2700 \AA . Квантовый выход в эти полосы составляет десятки процентов. Эффективность люминесценции в указанных полосах несущественно изменяется при изменении концентрации от 0,05 до 2 вес.%.
 При исследовании люминесценции CeF_3 наблюдается интенсивная ультрафиолетовая полоса при 2850 \AA , соответствующая разрешенному переходу иона Ce.

При исследовании неактивированного LaF_3 хорошо видны полосы примесей Nd и Pr, содержание которых не превышало $10^{-5}\%$.

Измерены времена высвечивания для исследованных полос люминесценции. Для всех полос люминесценции Nd в LaF_3 это время оказалось не более 20 нсек (предел временного разрешения аппаратуры), для всех полос люминесценции Pr в LaF_3 — 700 нсек , для CeF_3 — не более 20 нсек . Равенство времен высвечивания для исследованных полос люминесценции дает основание сделать вывод, что люминесценция в этих полосах соответствует переходам, имеющим общий верхний уровень. Малые времена жизни для Nd в LaF_3 и для Ce позволяют считать, что люминесценция соответствует разрешенным переходам. Большое ($0,7 \text{ мсек}$) время жизни для Pr дает основание предположить, что люминесценция соответствует переходам внутри $4f$ -оболочки¹.

Переходы, ответственные за люминесценцию Nd и Pr в LaF_3 показаны на рис. 1, 2.

На наиболее интенсивных полосах люминесценции Nd и Pr можно рассчитывать на получение генерации, поскольку, как уже указывалось, квантовый выход достаточно высок². Широкие полосы люминесценции позволяют надеяться на получение перестраиваемой генерации, а также ультракоротких импульсов. Минимальная возможная длительность импульсов составляет $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$ для Pr в LaF_3 и 10^{-14} сек для $\text{LaF}_3 : \text{Nd}$.

Для получения генерации первостепенное значение имеет величина поглощения на предполагаемых линиях генерации. В области 2400 — 2500 \AA , в которой лежит один из максимумов люминесценции Pr, обнаружена слабая полоса поглощения. Величина этого поглощения приблизительно одинакова для всех трех кристаллов и составляет

$1,5 \text{ см}^{-1}$. Эта полоса обусловлена наличием незначительной примеси Се. По литературным данным³ чистый LaF_3 прозрачен в этой области.

Для полосы неодима 1740 \AA поглощение составляет 10 см^{-1} , т. е. довольно велико. Для уменьшения поглощения необходима дальнейшая очистка сырья, используемого для выращивания кристаллов. Порог генерации для Pr оказывается равным 10 квт для случая накачки оптическим излучением в полосу поглощения примеси Pr (λ меньше 2000 \AA) при размерах прокачиваемой области $0,02 \times 0,1 \times 1 \text{ см}^3$. Для полосы

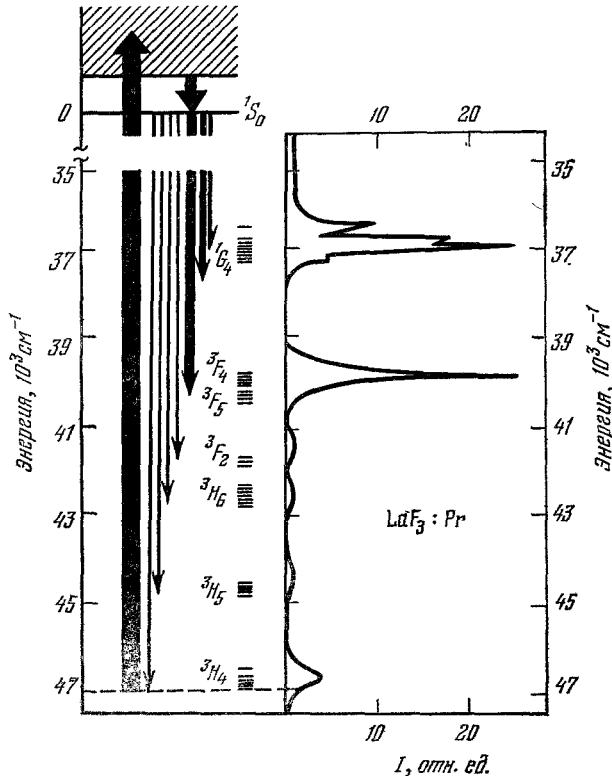


Рис. 2.

1740 \AA Nd при тех же размерах прокачиваемой области порог равен $0,5 \text{ Мвт}$. Конкретными источниками накачки могут быть ВУФ-лазеры, импульсная водородная лампа, излучение плазменного фокуса магнитоплазменного компрессора и излучение лазерной искры.

Представляет также интерес накачка таких лазеров жестким электромагнитным излучением⁴. Например, оценки показывают возможность получения генерации при накачке рентгеновским синхротронным излучением накопителя ВЭПП-4, а также γ -излучением импульсного нейтронного генератора.

Таким образом, даже для имеющихся кристаллов порог генерации достижим уже в настоящее время.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elias L. R., Heaps W. S., Yen W. M. — Phys. Rev., 1973, v. 8, p. 4989.
2. Khokhlov R. V., Chernov S. P., Esselbakh P. B., Lozovsky P. M., Mikhailin V. V., Shepelev A. V. — Nucl. Instr. and Meth., 1978, v. 152, p. 265.
3. Hunter W. R., Malo S. A. — J. Phys. and Chem. Sol., 1969, v. 30, p. 2739.
4. Михайлин В. В., Чернов С. П., Шепелев А. В. — ДАН СССР, 1977, т. 237, с. 555.

621.378.33(048)

Л. И. Гудзенко, И. С. Лабова, Ю. И. Сыцько, С. И. Яковленко. Анализ возможности усиления ВУФ-излучения в плазме гелия. Обсуждается возможность создания плазменного лазера¹ на фотодиссоциативном переходе $A^1\Sigma_g^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ ($\rightarrow 2\text{HeI}^1S_0$) димеров гелия ($\lambda \approx 815 \text{ \AA}$). Анализ проводится на основе численных расчетов многоуровневой самосогласованной модели релаксации плотной гелиевой плазмы. Исследованы случаи накачки импульсом пучка релятивистских электронов и послесвечение лазерного пробоя.

Физические принципы формирования инверсии населенностей в такой среде и основные механизмы релаксации рассматривались в работах^{1,2}. Схема релаксационных переходов, учитываемых данной моделью, представлена на рис. 1. Зависимость от времени населенностей возбужденных состояний атомов и димеров, концентраций заряженных частиц, температуры электронов T_e и газа описывается сложной

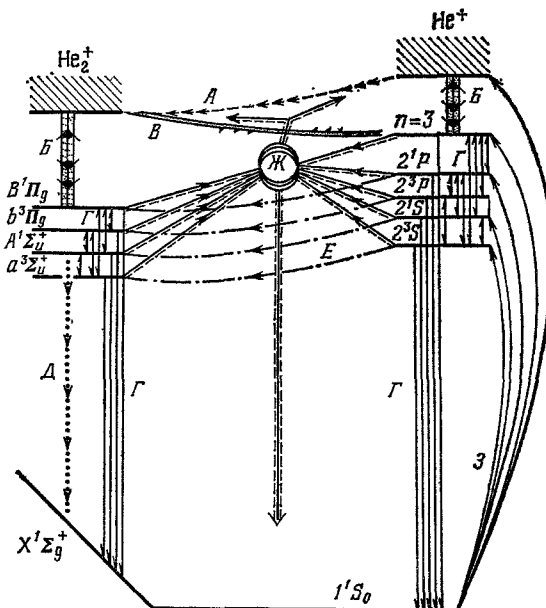


Рис. 1. Схема релаксационных переходов в плазме гелия.

A — конверсия атомарного иона, *B* — трехчастичная рекомбинация и ступенчатая ионизация, *C* — диссоциативная рекомбинация и ассоциативная ионизация, *D* — переходы между состояниями дискретного спектра при соударениях с электронами плазмы, *E* — спонтанный фотодиссоциативный переход, *Z* — столкновительная ассоциация возбужденных атомов с невозбужденными, *Ж* — процессы Пейнинга, *З* — накачка.

системой существенно нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений (всего 14 уравнений). Ее решение традиционными вычислительными методами оказалось практически неосуществимым из-за необходимости применения нереально малого шага (для обеспечения нужной точности), что обусловлено разбросом в несколько порядков характерных времен протекающих в плазме процессов. Указанные трудности преодолены с помощью алгоритма Гира³. В качестве основных параметров задавались плотность газа N и «частота накачки» ν . При накачке электронным пучком $\nu (\text{сек}^{-1}) \approx 6,25 \cdot 10^{18} j (a/cm^2) \sigma (cm^2)$, где j — плотность тока, σ (V) — сечение неупругих взаимодействий электронов пучка (V — их энергия) с атомами газа.

Данные о сечениях фотоионизации $\sigma_{\text{фи}}$ возбужденных димеров на частоте рабочего лазерного перехода, необходимые для учета поглощения, пока отсутствуют. Нами использованы значения $\sigma_{\text{фи}}$ молекул He₂^{*}, полученные экстраполяцией соответствующих экспериментальных величин для атомов He*. Результаты экстраполяции согласуются с квазиклассической оценкой $\sigma_{\text{фи}}$ по Крамерсу.

В случае пучковой накачки проведенные расчеты позволили детально проанализировать динамику параметров плазмы и коэффициента усиления \mathcal{K} , а также исследовать характер связи между ними. Полученные результаты подтверждают основные выводы развитой ранее^{1,2} качественной теории генерации на эксимерах. В диапазоне $N = 3 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $\nu = 10^8 - 10^6 \text{ сек}^{-1}$ плазма становится переохлажденной,

как только T_e достигает квазистационарного значения. Максимум κ^{\max} коэффициента усиления на переходе $\text{He}_2 A^1\Sigma_u^+ \rightarrow \text{He}_2 X^1\Sigma_g^+$ всегда достигается в условиях рекомбинационной неравновесности. На рис. 2 приведена зависимость κ^{\max} от N и ν (газ без примесей, длительность импульса тока 12 нсек). Расчеты показывают, что значения

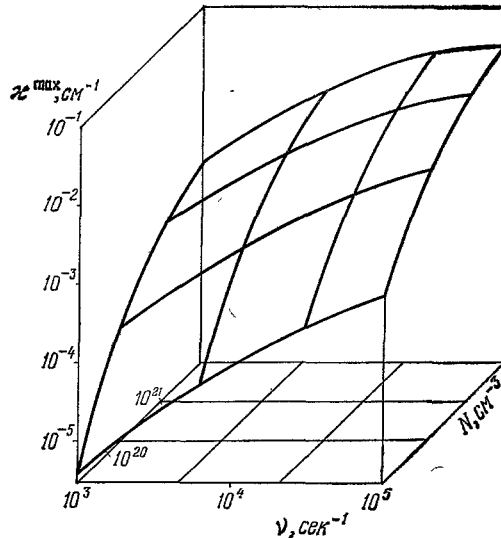


Рис. 2. Зависимость максимального значения коэффициента усиления от параметров накачки (источник — электронный пучок).

$\kappa \geq 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, достаточные для самовозбуждения, могут быть достигнуты при технически реализуемых параметрах накачки $N \sim 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $j \sim 10^5 \text{ а/см}^2$ ($V \sim 1 \text{ МэВ}$); при этом содержание примесей в гелии не должно превышать $\varphi \leq 10^{-6}$.

В отличие от пучка электронов, энергию лазерного излучения можно сконцентрировать в весьма малом объеме и ввести в среду существенно быстрее. В таблице приведены результаты модельных оценок и расчетов κ^{\max} для случая пробоя газа сверхкоротким ($\sim 10^{-11} \text{ сек}$) импульсом света, сфокусированного в цилиндрической области

$N, \text{ см}^{-3}$	$\nu_{\text{вкв}}, \text{ свк}^{-1}$	$N_e(0), \text{ см}^{-3}$	$W, \text{ вт/см}^3$	$\kappa^{\max}, \text{ см}^{-1}$
10^{21}	10^8	10^{18}	$8 \cdot 10^{11}$	0,1
10^{21}	10^9	10^{19}	$8 \cdot 10^{12}$	0,6
$3 \cdot 10^{21}$	10^8	$3 \cdot 10^{18}$	$2,4 \cdot 10^{12}$	0,35
$3 \cdot 10^{21}$	$3 \cdot 10^8$	10^{19}	$8 \cdot 10^{12}$	0,9
$3 \cdot 10^{21}$	10^9	$3 \cdot 10^{19}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	2,5

длиной $\sim 10 \text{ см}$ и диаметром $\sim 10^{-2} \text{ см}$. Здесь $N_e(0)$ — начальная концентрация электронов, W — вводимая удельная мощность. Полученные требования к лазерному источнику накачки не представляются слишком жесткими.

Материалы доклада опубликованы в работе ⁴.

ЛИТЕРАТУРА

- Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А., Яковленко С. И. — УФН, 1974, т. 114, с. 457.
Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. — М.: Атомиздат, 1972.
- Гудзенко Л. И., Лакоба И. С., Яковленко С. И. — В кн. Труды ФИАН СССР — М.: Наука, 1976. — Т. 90, с. 61.
- Гаер С. В. — Comm. ICM, 1971, в. 14, р. 176.
- Гудзенко Л. И., Лакоба И. С., Сыцько Ю. И., Яковленко С. И. — Препринт ИАЭ-2912. — М.: 1977.

539.121.7(047.4)

VI ВСЕСОЮЗНАЯ ШКОЛА ПО НЕУПРУГИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

(Бакуриани, Груз. ССР, 20—30 января 1978 г.)

С 20 по 30 января в Бакуриани проходила VI Всесоюзная школа по неупругим взаимодействиям при высоких энергиях. Как всегда, лекторский состав был представлен основными научными центрами, в которых проводятся исследования по физике элементарных частиц как при ускорительных, так и при космических энергиях. Были представлены: ФИАН СССР, ИФВЭ АН СССР, ОИЯИ, ИТЭФ, ЛИЯФ АН СССР, Институт физики АН Груз. ССР, Институт ядерной физики СО АН СССР, Ереванский институт физики и ряд других научных учреждений.

Широкий состав участников, представивших как разные области физики элементарных частиц: сильные, слабые, электромагнитные и гравитационные взаимодействия, квантовая теория поля, физика высоких и низких энергий, физика ядра, ускорительная физика и физика космических лучей, так и разные школы, позволил провести широкое и комплексное обсуждение основных вопросов.

Работа школы была организована так, что наряду с рассмотрением общих вопросов, которым были посвящены лекции или циклы лекций, имелась возможность обсудить и наиболее актуальные узкие вопросы теории и эксперимента на специальных семинарах.

Значительное внимание на VI Бакурианской школе было уделено сильным взаимодействиям адронов при высоких энергиях. Обсуждались как ставшие уже традиционными вопросы о свойствах процессов множественного образования частиц при взаимодействиях адронов с адронами и ядрами, так и новые проблемы, связанные со спектроскопией чармония, возможным существованием тяжелых кварков и лептонов, образованием адронов с большими поперечными импульсами.

В последние годы значительный прогресс был достигнут в экспериментальном исследовании неупругих дифракционных процессов при высоких энергиях. Эта экспериментальная информация позволяет провести критическую проверку ряда теоретических моделей. На школе дифракционные явления обсуждались в рамках теории комплексных моментов. Наиболее адекватное описание процессов однократной и двойной дифракционной диссоциации, а также дваждыпомеронного обмена дает модель Дрелла — Хийды — Дека с учетом абсорбции.

Мультипериферический подход позволяет объяснить многие характерные черты процессов множественного образования адронов. В лекции, прочитанной на школе, было показано, что модель однополюсного обмена не только дает правильное описание инклюзивного образования нуклонов и Δ -изобары, но и позволяет также понять сплюснутую структуру амплитуд упругого πN -рассеяния.

Весьма интересным является обсуждавшийся на школе вопрос о роли тяжелых кластеров в процессах множественного образования частиц. Были рассмотрены различные корреляционные методы анализа многочастичных конечных состояний и отмечено, что ряд обнаруженных на опыте корреляционных эффектов указывает на образование кластеров, которые распадаются на 3—4 частицы. Обсуждался вопрос о физической природе кластеров.

В одной из лекций школы был рассмотрен партонный подход к процессам множественного образования адронов и реджеонной теории поля. Отмечалось, что процессы с большой множественностью ($r \gg \langle n \rangle$) при существующих энергиях моделируют картину взаимодействия адронов при асимптотических энергиях.

Большой интерес вызвали лекции, посвященные последним результатам исследования новых частиц. К настоящему времени накоплена уже большая экспериментальная информация о свойствах очарованных частиц. Лучшее всего изучены D - и D^* -мезоны (состоящие из кварков $\bar{c}u$ и $c\bar{d}$). С довольно высокой точностью определены массы этих мезонов и исследован ряд каналов их распада. Установлено существование F^{*+} - и F^{*0} -мезонов ($\bar{c}s$) и обнаружены проявления очарованных барионов. Все более надежным становится экспериментальный статус тяжелого лептона τ^+ . Найденные на опыте вероятности распадов τ^{\pm} хорошо согласуются с теоретическими оценками. Обсуждались также экспериментальные данные, указывающие на существование векторных мезонов Y с массами $\approx 10 \text{ Гэв}$, которые могли бы состоять из новых тяжелых кварков.

На школе были рассмотрены проблемы спектроскопии чармония (J/ψ , ψ' - и χ -мезоны). Отмечалось, что изучение свойств чармония и очарованных частиц позволяет далеко продвинуться в понимании взаимодействий адронов. Анализ свойств уровней чармония подтверждает предсказания, основанные на квантовой хромодинамике — теории сильного взаимодействия кварков и глюонов. Наибольшую трудность для теории представляет интерпретация наблюдаемых на опыте частиц X (2,83) и χ (3,45).

Высказано предположение о том, что мезон $X(2,83)$ не является 1^1S_0 -состоянием чармония (η_c -мезон) и η_c -мезон имеет массу $3,0 - 3,2 \text{ Гэв}$.

Цветовое описание взаимодействия кварков позволяет по-новому подойти к классификации адронов и сформулировать правила отбора, которые являются обобщением правил Окубо — Цвейга — Йизуки. В одной из лекций Бакурианской школы было рассказано о квантово-хромодинамической модели струн для барионов и бариониев (связанных состояний барионов и антибарионов). В этой теории возникает новый объект — барионный узел, движение которого необходимо учитывать при рассмотрении кварковых диаграмм. В лекции был дан обзор экспериментальных данных, подтверждающих существование бариониев.

Квантовая хромодинамика обладает асимптотической свободой на малых расстояниях, поэтому процессы, происходящие с большой передачей импульса, могут рассматриваться по теории возмущений. На школе обсуждалось применение квантовой хромодинамики к вычислению дифференциальных сечений жестких инклюзивных процессов. Рассматривались реакции рождения массивной лептонной пары с большим поперечным импульсом в адронных соударениях, инклюзивное лепторождение адронов с большим поперечным импульсом, e^+e^- -аннигиляция с образованием адронов с большим поперечным импульсом из противоположных адронных струй. Дифференциальные сечения этих процессов выражаются через наблюдаемые распределения кварков в адронах и должны медленно убывать с ростом поперечных импульсов.

Значительный интерес с точки зрения проверки моделей жесткого соударения партонов представляют процессы инклюзивного образования адронов с большими поперечными импульсами в адрон-адронных столкновениях. В лекциях, прочитанных на школе, были приведены экспериментальные указания на существование адронных струй с большими поперечными импульсами. Средний заряд струи в pp -столкновении хорошо согласуется со средним зарядом кварка в протоне. По-прежнему остается открытым вопрос, почему зависимость инклюзивного сечения от $p_T, f = E d^3\sigma/d^3p \sim 1/p_T^8$ отличается от предсказания квантовой хромодинамики $f \sim 1/p_T^4$. Возможно, что такое поведение наступит при больших поперечных импульсах $p_T > 10 \text{ Гэв}^*$.

Обсуждались также вопросы, связанные с рождением частиц с большими p_T на ядрах.

Модель кварков позволяет сделать ряд предсказаний для процессов взаимодействия адронов с ядрами. Использование этого подхода к описанию рождения быстрых частиц в адрон-адронных столкновениях, обсуждавшееся на школе, представляется весьма перспективным. В частности, изучение A -зависимости инклюзивных выходов частиц в области фрагментации дает возможность проверить гипотезу о том, что адроны состоят из кварков. Эти предсказания представляют особый интерес для физики космических лучей.

По традиции на школе значительное внимание было уделено последним результатам по космическим лучам, полученным при энергиях выше ускорительных. В ряде лекций, прочитанных на школе, отмечалось:

1. Сечения неупругого взаимодействия адронов с легкими ядрами растут вплоть до энергии 10 Тэв в соответствии с ростом, наблюдаемым в pp -взаимодействии на ISR.

2. В этой области энергий получено указание на продолжение роста инклюзивного сечения при $x \sim 0$. В то же время зависимость средней множественности образующихся частиц вплоть до энергий $\sim 3 \text{ Тэв}$ согласуется с логарифмической.

3. Существует ряд указаний на появление сильных изменений в характере взаимодействий адронов при энергиях $\geq 100 \text{ Тэв}$. В этой области наблюдается резкое нарушение скейлинга инклюзивных спектров и быстрый рост множественности $\sim \sqrt{E}$. Возможно также, что растет и средний поперечный импульс адронов. Частично эти эффекты могли бы быть связаны с изменением состава первичного космического излучения (обогащение ядрами железа).

В эксперименте, проводимом сотрудничеством «Памир», было обнаружено, что при сверхвысоких энергиях адроны поглощаются в атмосфере с аномально малым $\lambda_{\text{полг}} \sim \lambda_{\text{взаим}}$. Этот результат указывает на то, что при энергиях 10^8 Тэв отсутствуют лидирующие частицы.

Интересные результаты были получены грузинскими физиками на установке в Цхра-Цкаро. Ими было показано, что в области энергий $50 \text{ Гэв} - 3 \text{ Тэв}$ зависимость нормированной множественности вторичных частиц на ядрах является универсальной для всех энергий и сортов падающих частиц. Распределения по множественности указывают на возможное разделение дифракционного и мультипериферического механизма при энергиях 1 Тэв . Коэффициенты неупругости K несколько возрастают с увеличением атомного номера. Для π -мезонов величина K в полтора раза больше, чем для нуклонов.

*) Появившиеся в последнее время работы показывают, что при меньших p_T важен вклад взаимодействия пионов. (Прим. ред.)

На школе были представлены также результаты исследований, проводимых в пучках нейтрино и антинейтрино в диапазоне энергий 2—200 Гэв. Экспериментальные данные демонстрируют отклонение от скейлинга. Анализ μ -и ν_e -событий показал, что они отвечают рождению очарованных частиц с последующим полулептонным распадом.

Большое внимание уделяется в последнее время исследованию нейтральных токов методами атомной спектроскопии. В лекциях обсуждались эксперименты по поиску оптической активности паров тяжелых металлов, обусловленной нейтральными токами, не сохраняющими четность. Одна из лекций была посвящена вопросу о том, универсально ли взаимодействие мюонов и электронов.

В программу школы были включены лекции и семинары по общим проблемам физики элементарных частиц и теории поля. Обсуждались: проблема энергии-импульса в теории гравитации, роль нейтрино в астрофизике, характер геометрии микромира, свойства солитонов в неоднородном мире, расчет высоких порядков теории возмущений в различных моделях квантовой теории поля, явления каналирования ультрарелятивистских частиц при прохождении их через кристаллы.

Таким образом, можно утверждать, что ни одна из наиболее актуальных проблем физики элементарных частиц не осталась не рассмотренной на школе. Обсуждению такого большого круга вопросов в значительной степени способствовала четкая и продуманная организация работы школы, проведенная сотрудниками Института физики АН Груз. ССР.

Подводя итог шестилетней работы Бакурианской школы по неупругим взаимодействиям при высоких энергиях, следует отметить, что эта школа является сейчас одной из самых представительных в СССР по широте охвата различных вопросов физики элементарных частиц.

А. Б. Кайдалов, Л. А. Пономарев

53(047)

II ВСЕСОЮЗНАЯ ШКОЛА МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ «АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ»

С 17 по 23 мая 1978 г. в древних стенах Ростовского кремля состоялась II Всесоюзная школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики». Два года назад здесь же проходили занятия I школы. Созданная по инициативе Отдела научной молодежи ЦК ВЛКСМ и Совета молодых ученых Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР, в соответствии с решением Академии наук СССР и ЦК ВЛКСМ, Всесоюзная школа «Актуальные проблемы физики» стала традиционной.

В век научно-технической революции буквально на глазах возникают новые направления науки, отрасли техники, появляются и развиваются новые технологические процессы, формы организации труда и управления производством. Происходит взаимное переплетение и насыщение информацией различных областей знаний, на стыках научных направлений рождаются новые открытия. Неуклонно сокращаются сроки морального старения прикладных знаний специалистов, устаревает научное оборудование, все короче становится путь от рождения научной идеи до ее практического использования. Все это свидетельствует об объективной необходимости постоянного расширения и углубления приобретенных знаний, непрерывного их обновления, а в некоторых случаях и переквалификации в смежные наиболее бурно развивающиеся области. С необходимостью такого рода переквалификации молодым специалистам приходится сталкиваться все чаще. Возможность быстрого «переключения» с одного направления на другое необходимо учитывать и прогнозировать. Именно на решение такой задачи — оказать помощь молодым людям, вступающим в науку, ориентироваться и нацеливаться на решение наиболее актуальных, «горячих» проблем современной науки и техники — Президиум АН СССР, ЦК ВЛКСМ и нацелили созданную в 1976 г. Всесоюзную школу широкого профиля «Актуальные проблемы физики». Об успешном опыте первых занятий школы уже говорилось на страницах журнала (УФН, 1977, т. 122, вып. 2, с. 341).

Имеется и другая причина, по которой появилась потребность в проведении школ по широкой тематике. Это — резко возросшая специализация науки, при которой физикам разных специальностей становится трудно понимать друг друга. Тем не менее понимать друг друга физикам необходимо: ведь именно на стыке направлений появляется сегодня значительная часть новых научных результатов. Однако «стыковка» интересов специалистов из различных областей науки, как правило, непредсказуема. Инициировать пересечение интересов специалистов различного профиля и побудить их к проведению совместных исследований — вот еще один возможный положительный аспект в проведении школ широкого профиля, где неизбежно возникает обмен идеями молодых исследователей различных специальностей, причем контакт этот происходит в атмосфере единства физики. Может быть, именно в этом одна из

главных особенностей Ростовской школы, отмеченная многими из ее участников и заключающаяся в утверждении взгляда на физику как единую науку, в которой все ее разделы одинаково интересны и захватывающи. Это единство мы находим не только в элементарных законах, но также в стиле рассуждений и логике, присущей физикам. «... Школа дает возможность молодым ученым прочувствовать, что физика едина, различные ее направления взаимно обогащают друг друга, и в этом есть одна из причин непрерывного и быстрого развития нашей науки, только широкие знания различных разделов физики могут привести к успеху», — так выразил эту мысль на открытии школы зам. председателя Оргкомитета О. Н. Крохин.

Ростовская школа физиков уникальна как по необычайной широте тематики, так и по составу ее лекторов и слушателей. Программа школы охватывает, по существу,



всю современную физику — от астрофизики до микромира. Для чтения лекций приглашаются ученые — ведущие специалисты в своей области и в то же время представляющие картину развития науки в целом, руководители Академии наук СССР и ее институтов. Так было на занятиях I Всесоюзной школы в 1976 г., где с обзорными докладами выступили Н. Г. Басов, Е. П. Велихов, В. Л. Гинзбург, А. В. Новоселова, Н. М. Эмануэль и другие ведущие ученые. Широта охвата проблем современной физики и высокая компетентность лекторов были характерны и для занятий II Всесоюзной школы в Ростовском кремле (см. список лекций в конце статьи). В этот раз перед научной молодежью выступили такие известные ученые, как Б. М. Вул, Я. Б. Зельдович, Б. Б. Кадомцев, Л. В. Келдыш, Н. М. Эмануэль и другие крупнейшие в своей области специалисты.

Как и на первой школе, с большим успехом был проведен «День журнала „Успехи физических наук“». Перед слушателями выступили главный редактор журнала Б. Б. Кадомцев, члены редколлегии Я. Б. Зельдович, Л. В. Келдыш, Б. М. Смирнов. Участники встречи тепло поздравили журнал с его 60-летием и вручили на память о Ростовской школе физиков исконно русский сувенир — самовар.

В этой заметке, по-видимому, нет смысла подробно рассказывать о содержании прочитанных лекций. Многие из них, в частности, были построены на материалах обзоров, опубликованных в последнее время в «Успехах физических наук» или находящихся в портфеле редакции. В целом же можно сказать, что в программе было уделено много внимания как задачам фундаментальным, в частности, исследованию микромира, космологии, физике земли и океана, так и задачам прикладным, в частности современному состоянию управляемого термоядерного синтеза, проблемам твердого тела, вопросам биофизики и биохимии, новым методам исследований, а также смежным

проблемам, таким, как физические методы в медицине, автоматизация научных исследований, проблемы физического образования.

Трудно переоценить тот информационный и творческий заряд, который получили слушатели Ростовской школы. Об этом свидетельствует расущая год от года ее популярность среди научной молодежи. Влияние школы тем более велико, что после очередных ее занятий происходит «цепная реакция» распространения новых знаний, слушатели рассказывают о прошедшей школе в своих институтах, в кругу своих коллег, которым не довелось в ней участвовать. А право на участие во Всесоюзной школе «Актуальные проблемы физики» стало формой поощрения молодого специалиста за активную работу. На 130 мест для слушателей II Ростовской школы было представлено около 500 кандидатур. Ведь информация о II Всесоюзной школе с приглашением принять участие в ее работе была направлена во все институты физического профиля АН СССР, ее филиалов, Академии наук союзных республик, в университеты, инженерно-физические и политехнические вузы страны, прикладные НИИ. В число слушателей Оргкомитет включил по конкурсной системе молодых ученых, обращая основное внимание прежде всего на их научную и общественную активность. При отборе участников старались привлечь способную научную молодежь из далеких периферийных институтов страны, таких, как физико-технический институт проблем Севера (г. Якутск), Институт физики СО АН СССР (г. Красноярск) и других. В течение семи дней молодые физики из 10 союзных республик, в числе которых было 90 кандидатов наук, 45 руководителей научных групп и 17 лауреатов премии Ленинского комсомола, прослушали уникальный курс современной физики, прочитанный для них ведущими учеными страны; курс, который невозможно найти в трудах какой-либо конференции или одной монографии. Да и какая книга заменит непосредственное общение с крупнейшими специалистами в непринужденной обстановке дворинок Ростовского кремля, превратившихся в дни работы школы в научные аудитории. Активность слушателей на Ростовской школе была необычайно велика. «Приятно выступать перед аудиторией, проявляющей активный интерес. Давно уже мне не задавали такого количества вопросов, причем вопросов дельных», — таково впечатление В. А. Фабриканта. Поток вопросов после очередной лекции приходилось ограничивать: ведь программа каждого дня школы была очень насыщенной. Но этот поток неудержимо выливался из стен конференц-зала в кремлевские дворики. Вот почему перерывы между лекциями носили в значительной степени символический характер как для лекторов, так и для большинства слушателей. Творческий контакт, возникавший во время лекций, не прерывался и с их окончанием. Но теперь уже потоки информации шли в обоих направлениях. Эту мысль высказал Н. М. Эмануэль так: «... важное обстоятельство — многие молодые ученые предложили новые направления для сотрудничества. Польза обоюдная». А как важно для молодого исследователя услышать от известного специалиста доброжелательную и объективную оценку проводимых им работ. В период становления молодого ученого такая оценка, пусть даже самая критическая, является мощным стимулом для творчества.

На заключительном заседании, проходившем под председательством С. П. Капицы, подвелись итоги II Всесоюзной школы молодых ученых «Актуальные проблемы физики» и как слушатели, так и лекторы отмечали несомненный успех школы, ее высокий научный уровень и хорошую организацию. «Полезное, интересное начинание, увлекающее и вдохновляющее и слушателей (так я надеюсь, по крайней мере), и лекторов», — такой отзыв дал о школе Я. Б. Зельдович, выразив, по существу, общее мнение ученых-лекторов, принимавших участие как в I, так и во II Ростовской школе. Следующую, III школу, предполагается провести в 1980 г.

Заключить эту заметку хочется словами глубокой признательности всем ученым, кто, несмотря на большую занятость, не пожалел ни времени, ни сил для встречи с представителями молодого поколения физиков, чтобы передать им свои знания, свой богатый опыт, свои представления об окружающем нас мире. В этой неразрывной связи поколений, на наш взгляд, залог будущих успехов советской физики.

В. А. Заяц, Р. Г. Маев

СПИСОК ЛЕКЦИЙ

1. Вступительная лекция (О. Н. Крохин).
2. Электронные явления в двумерной среде (Б. М. Вул).
3. Проблемы оптоакустики (Л. М. Лямшев).
4. Термоядерный синтез на основе релятивистских электронных пучков (Л. И. Рудаков).
5. Современное состояние в области лазерного термоядерного синтеза (О. Н. Крохин).
6. Перспективы лазерного термоядерного синтеза (Л. П. Феоктистов).
7. Новое в космологии (Я. Б. Зельдович).
8. О воздействии солнечной активности на погоду и климат (Э. Р. Мустель).

9. Акустика океана (Ю. Ю. Житковский).
10. Мюнклонные атомы (В. Г. Кириллов-Угрюмов).
11. Проблемы трансформации энергии в биологии (Д. С. Чернавский).
12. Современные проблемы химии и биологии и их практическое значение (Н. М. Эмануэль).
13. Современное представление об элементарных частицах (А. А. Комар).
14. Аномально низкое трение (В. Л. Тальрозе).
15. Лазерная микроскопия (Г. Г. Петраш).
16. Сикротронное излучение (С. П. Капица).
17. О деятельности ВАК по аттестации научных кадров (В. Г. Кириллов-Угрюмов).
18. Проблемы физического образования (В. А. Фабрикант).
19. Проблемы физического образования и опыт подготовки физиков в МФТИ (С. П. Капица).

Круглый стол «Физические методы в медицине»

20. Лазеры в офтальмологии (В. С. Акопян).
21. Лазеры в эндоскопической хирургии (Ю. М. Панцырев).
22. Лазер-скальпель в хирургии желудочно-кишечного тракта (О. К. Скобелкин).

Круглый стол «Автоматизация научного эксперимента»

23. Автоматизация физического эксперимента (А. Н. Выставкин).
24. Малые ЭВМ (Б. Н. Наумов).
25. Физические проблемы микроэлектроники (Р. А. Сурис).

Круглый стол «Успехов физических наук»

26. Современное состояние работ по управляемому термоядерному синтезу (Б. Б. Кадомцев).
27. Некоторые проблемы микромира (Я. Б. Зельдович).
28. Переходы металл — диэлектрик (Л. В. Келдыш).
29. Исследования шаровой молнии (Б. М. Смирнов).