

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

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

(28—29 ноября 1973 г.)

28 и 29 ноября 1973 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. В. А. Крат. Новое в физике Солнца на основе наблюдений из стратосферы.
2. В. Е. Зувев. Лазерное зондирование загрязнений атмосферы.
3. Г. А. Аскарьян, Е. К. Карлова, Р. П. Петров, В. Б. Студенов. Испарение, выжигание и ограничение растекания нефтяных и других пленок на поверхности воды с помощью мощных лазерных лучей.
4. В. М. Агранович, Б. Н. Маврин, Х. Е. Стерин. Эффекты сильного ангармонизма фононов и их затухание в спектрах комбинационного рассеяния света на поляритонах.
5. И. М. Халатников, Фазовые переходы в Ne^3 .

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

523.7(048)

В. А. Крат. Новое в физике Солнца на основе наблюдений из стратосферы. 20 июня 1973 г. проведен четвертый полет советской стратосферной солнечной обсерватории. В этом полете в телескопе кассегреновская оптика с главным зеркалом диаметром 0,5 м была заменена на оптику с главным зеркалом диаметром 1 м. Получен научный материал отличного качества (в отношении разрешения деталей).

Результаты обработки научного материала первых трех полетов и частично четвертого полета позволяют сделать следующие выводы:

1. В солнечной атмосфере практически отсутствует дейтерий.
2. Солнечная грануляция прослеживается вплоть до объектов с размерами около 100 км. Средние размеры гранул почти в два раза меньше, чем определявшиеся по лучшим американским стратосферным снимкам. Эти обстоятельства, связанные с рекордным разрешением на наших снимках Солнца, полученных в 1970—1973 гг., указывают на неадекватность отождествления гранул с ячейками автоконвекции в солнечной атмосфере. Характер изменения гранул с течением времени, их форма и их видимость на краю солнечного диска указывают на их волновую природу. Они могут быть только комбинационными магнитно-звуковыми волнами и волнами тяжести.
3. Исследование светлых колец Секки на границах полутени с фотосферным фоном и с ядром пятна показало их крайнюю неоднородность (гранулярность с большими размерами). Наиболее вероятной причиной их появления служит диссипация волн тяжести при их столкновении с магнитным полем пятна.
4. Исследование тонкой структуры движений в солнечной атмосфере по стратосферным спектрограммам указывает не только на наличие сильных сдвигов сетки скоростей по отношению к грануляции, но и на наличие в атмосфере верхних магнитных петель с собственными источниками энергии.

5. Магнитные петли при выходе в солнечную хромосферу расширяются, доказательством чего служит обнаруженный факт существования нижнего предела размеров хромосферных образований порядка 700 км. Еще более крупными в хромосфере оказываются факельные элементы (размеры 800—1000 км).

Здесь нами указаны далеко не все полученные из обработки стратосферных данных результаты, а лишь те из них, которые уже сейчас могут считаться бесспорными.

В целях синхронного анализа фотосферных процессов на двух уровнях (при двух эффективных температурах) при увеличении числа запусков и повышении к. п. д. обсерватории необходимо в ближайшее время завершить изготовление высотной стратосферной станции, которая будет фотографировать Солнце на высоте 32 км в окне прозрачности 1800—2200 Å.

Необходимо также использовать преимущество наблюдений для исследования Солнца, звезд, галактических и внегалактических инфракрасных объектов в области от 1 до 20 км, в более длинноволновом участке спектра и в субмиллиметровом диапазоне. Для этой цели в первую очередь должны быть запущены станции с телескопами, имеющими главное зеркало диаметром 1,5 м, со сканирующим механизмом.

551.510.42(048)

В. Е. Зуев. Лазерное зондирование загрязнений атмосферы. Большое разнообразие явлений взаимодействия лазерного излучения с атмосферой как средой, в которой это излучение распространяется, создает хорошую основу для разработки методов лазерного зондирования загрязнений атмосферы продуктами индустриальной деятельности человека. К указанным явлениям относятся: аэрозольное и молекулярное рассеяние, резонансное поглощение газов, комбинационное рассеяние, флуоресценция, резонансное рассеяние, флуктуации амплитуды и фазы оптических волн, вызванные турбулентными неоднородностями, эффект Доплера, ряд нелинейных эффектов.

Сечения взаимодействия большинства из этих явлений имеют максимальное значение именно в оптическом диапазоне шкалы электромагнитных волн, что обеспечивает хорошие потенциальные возможности дистанционного зондирования всех физических параметров атмосферы, в том числе загрязняющих атмосферу компонентов. При этом нетрудно понять, что чем больше концентрация загрязнений, тем эффективнее их определение.

Существенными преимуществами методов лазерного зондирования загрязнений являются: 1) высокое пространственное разрешение (порядка метров при использовании лазеров с модулированной добротностью); 2) большая оперативность (информация получается в виде эхо-сигнала лазерного импульса, распространяющегося со скоростью света); 3) помехоустойчивость, обусловленная высокой монохроматичностью лазерного излучения (перед приемником устанавливается узкополосный интерференционный фильтр, отсекающий все помехи за пределами полосы пропускания); 4) возможность выбора зондируемого объема; 5) отсутствие возмущения зондируемой среды; 6) дистанционное определение профилей соответствующих компонентов.

Перечисленные преимущества не только обеспечивают возможность количественного определения концентрации различных атмосферных загрязнений, но и позволяют детально исследовать динамику процессов загрязнений.

Все атмосферные загрязнения можно разделить на два класса: 1) аэрозоли (в частности, промышленные дымки), 2) газы.

При зондировании аэрозолей используется явление аэрозольного рассеяния. Построенные и испытанные к настоящему времени лазерные локации позволяют уверенно регистрировать эхо-сигналы лазерных импульсов, из анализа которых удается извлекать информацию о распределении в пространстве и во времени концентрации частиц промышленной дымки при определенных предположениях о спектрах размеров частиц. В дальнейшем просматривается возможность получения данных и о концентрации, о спектрах размеров частиц без привлечения априорной информации.

Зондирование загрязняющих атмосферу газов может проводиться по одному из следующих путей: 1) запись эхо-сигналов лазерных импульсов, длина волны излучения одного из которых совпадает с центром линии поглощения зондируемого газа, в то время как длина волны второго отстоит недалеко от первого, не подверженного поглощению; 2) регистрация эхо-сигналов лазерного импульса на комбинационных частотах, своих для каждого газа; 3) использование явления резонансного рассеяния.

Потолок лазерного зондирования атмосферных загрязнений определяется, с одной стороны, параметрами локатора (энергия импульса, диаметр приемного зеркала, полоса пропускания и прозрачность интерференционного фильтра, полоса и чувствительность индикатора и др.), с другой стороны — концентрацией загрязнений и величиной сечений взаимодействия. При зондировании промышленной дымки один локатор с относительно скромными параметрами (энергия в импульсе рубинового лазера порядка 1 Дж, диаметр приемного зеркала 0,5 м, полуширина интерференционного фильтра 10 Å при пропускании 50%, индикатор — ФЭУ, отобранный из серийных образцов) может обеспечить получение пространственно-временной картины в масштабе атмосферы крупного индустриального города. Такой же локатор позволяет определять концентрацию газов непосредственно у их источников (заводские трубы и т. п.) при использовании

явления комбинационного рассеяния. Двухчастотное зондирование обладает значительно большей чувствительностью.

Материалы доклада опубликованы или направлены для опубликования: В. Е. З у е в. Природа, № 10, 86 (1972); Проблемы лазерного зондирования атмосферных параметров, Вестн. АН СССР (1974); Лазер покоряет небо, Новосибирск, Западно-Сибирское книжное издательство, 1972; Лазер-метеоролог, Л., Гидрометеониздат, 1974.

532.62(048)

Г. А. Аскарьян, Е. К. Карлова, Р. П. Петров, В. Б. Студенов. Испарение, выжигание и ограничение растекания нефтяных и других пленок на поверхности воды с помощью мощных лазерных лучей. Проблема очищения водной поверхности от пленок нефти, масла и других загрязнений имеет большой практический интерес. В докладе изложены¹ исследования испарения и выжигания таких пленок на поверхности воды с помощью луча мощного инфракрасного лазера, вызывающего ожог поверхности. Использование инфракрасных лазеров для этой цели наиболее эффективно ввиду малой длины поглощения жидкостей ($l_a = 10^{-2} - 10^{-3}$ см для CO_2 -лазера с излучением $\lambda \approx 10$ мкм) и больших средних мощностей, достигнутых в газовых и газодинамических лазерах. Эти факторы позволяют осуществить сильный нагрев тонкого слоя поверхности на больших площадях с малым удельным расходом энергии. Оценим температуру ожога. Если задана поверхностная плотность энергии $q_1 \approx It$ от поглощаемого потока плотности I , то температура ожога в доиспарительном режиме $T \approx q_1/C\rho l$, где $C\rho$ — теплоемкость 1 см^3 среды, l — толщина прогреваемого слоя, $l \approx \sqrt{l_a^2 + \kappa t}$ (l_a — глубина поглощения, κ — коэффициент температуропроводности).

Если $l_t = \sqrt{\kappa t} \ll l_a$, то $l \approx l_a$ и $T \approx q_1/C\rho l_a$. Например, при $C\rho = 4 \text{ дж/см}^3$, $l_a \approx 10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}$ для $T \approx 300^\circ\text{C}$ получим $q_1 \approx C\rho l_a T \approx 10 - 1 \text{ дж/см}^2$.

Если время нагрева не мало и $l_t = \sqrt{\kappa t} > l_a$ (при $\kappa \approx 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$ и $l_a \approx 10^{-3} \text{ см}$ это соблюдается для $t \geq 10^{-3} \text{ сек}$), то $T \approx I \sqrt{l_a/C\rho \kappa}$.

Например, $T \approx 300^\circ\text{C}$ получим при $I \approx C\rho T \sqrt{\kappa/l_a} \approx 30/\sqrt{l_a} \approx 30 \text{ вт/см}^2$, если $t > 1 \text{ сек}$, т. е. сравнительно просто могут быть созданы условия, достаточные для сильного испарения или выжигания слоя загрязнения.

Были поставлены эксперименты по очищению поверхности воды от пленки загрязнения. На поверхности воды создавалась пленка керосина, масла, нефти или др., и на нее направлялся луч CO_2 -лазера. Использовались два типа лазера — непрерывно действующий с мощностью до 50 вт и импульсный с мощностью $\approx 1 \text{ Мвт}$, энергией в импульсе $\approx 1 \text{ дж}$ и частотой посылок 2 гц . Нефокусированный луч имел диаметр 12 мм , фокусировка линзой с фокусным расстоянием $F \approx 30 \text{ см}$ уменьшала размер пятна луча до $1-2 \text{ мм}$ ($r \sim F\varphi$, где угол расходимости $\varphi \sim \lambda/a \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$).

В фокусированном луче в обоих случаях наблюдалось сильное испарение, дымление и выгорание слоя. Если слой был тонкий (например, слой керосина тоньше 1 мм), то наблюдались сильное разбрызгивание и звук, усиливающийся при попадании луча на поверхность воды, освобождающейся от пленки загрязнения. Керосин и бензин поглощают десятимикронное излучение слабее, чем вода, поэтому звук и разбрызгивание слабее при попадании луча на толстый слой (темнокрашенные фракции нефти имеют большие коэффициенты поглощения, и описанные выше процессы протекают более энергично).

При воздействии нефокусированного луча непрерывно действующего лазера на слой чистого керосина наблюдалось уменьшение массы $dM/dt \sim 0,4 \text{ г/мин}$ при потоке мощности 50 вт и площади пятна луча 1 см^2 . Уменьшение массы слоя фиксировалось по уменьшению толщины слоя при наблюдении сбоку и по уменьшению веса кюветы с водой, покрытой слоем керосина. (Для устранения нагрева кюветы как целого она помещалась в большой чаше с водой, из которой кювета вынималась при взвешивании или измерении.)

Использованная плотность потока нефокусированного луча близка к плотности потока от мощных современных газодинамических лазеров при площади пятна 1 м^2 . Эта площадь может быть легко уменьшена в сотни и тысячи раз. Использованная плотность сфокусированного луча близка к плотности потока от газодинамических лазеров при пятне площадью 100 см^2 .

Отметим, что в наших опытах расход энергии света в непрерывно действующем луче на испарение единицы массы светлого керосина составлял 10^4 дж/г , что гораздо больше теплоты на нагрев до кипения и испарения керосина $700-100 \text{ дж/г}$. Это расхождение может быть объяснено уходом тепла на нагрев остающейся массы жидкости.

В импульсном луче при длительности импульса 1 мксек выделяющееся тепло не успевало уйти из слоя поглощения за время импульса ($\sqrt{\kappa t} \ll l_a$), и на испарение

шла большая часть энергии. При энергии в импульсе 1 дж, длительности импульса ~ 1 мксек и частоте посылок 2 гц в подфокусированном луче с пятном диаметра 2 мм получено испарение слоя керосина $dM/dt \approx 0,05$ г за 30 мин; расход энергии — 2400 дж/г, что в четыре раза меньше, чем для режима непрерывно действующего луча.

Переход к коротким импульсам, большим мощностям и более поглощающим загрязнениям может уменьшить расход энергии на испарение не только из-за уменьшения расхода энергии на нагрев неиспаренной жидкости, но и из-за индуцированного сгорания горючей пленки. Отметим, что при больших плотностях мощности может появиться чисто поверхностное поглощение (с глубиной прогрева 10^{-5} см) и сгорание в режиме факела.

Сгорание пленок может быть усилено добавлением небольшого количества подкрасивающего вещества или мелких неоднородностей, поглощающих излучение и вызывающих сильные локальные перегревы. Это наблюдалось экспериментально при добавлении различных частичек (корунд, песок и др.) или красителей в поверхностный слой. При этом расход энергии на испарение единицы массы слоя уменьшился в несколько раз в нефокусированном немодулированном луче.

Линейный след луча на поверхности жидкости может быть использован для ограничения растекания и пограничного испарения пленки по периметру ограничения. Было исследовано ограничение растекания вытянутым следом луча. При погонном расходе непрерывно действующего лазерного луча ≈ 20 вт/см и при ширине следа ~ 1 см образовывалась четкая и устойчивая граница нефти на поверхности воды. Ограничение растекания может быть связано не только с испарением слоя, но и с испучиванием, конвекционным всплыванием и растеканием нагретой воды. Эти изменения на водной поверхности легко наблюдать визуально.

Возможна очистка подбрасыванием или выбрызгиванием слоя жидкости с поверхности воды вверх с последующим удалением или сбором брызг. Такое разделение может быть связано с испарением тонкого слоя воды под слоем керосина, имеющего поглощение меньше, чем у воды, и выбрасыванием слоя керосина вверх под действием паров воды. Возможен выброс и под действием давления испарения самого слоя. Такое разделение жидкостей экономично, так как не требует испарения всей отделяемой жидкости. В режиме импульсного лазера было наблюено сильное разбрызгивание нефти и керосина с поверхности воды на высоту 20—30 см (время возвращения брызг — доли сек) и оседание брызг на зеркале, линзе, экране, причем расход энергии на массу выбрызгнутой жидкости был гораздо меньше энергии, необходимой на испарение.

Лучевая очистка поверхностей жидкостей может быть использована не только для борьбы с загрязнениями природной водной поверхности морей, рек, озер, но и в прикладной и экспериментальной физике. В частности, испарение и выжигание загрязнения на поверхности может быть использовано для лабораторной очистки жидкости. Импульсное локальное испарение или выжигание пленки (восстанавливающейся натеканием) может быть использовано для просветления, модуляции добротности, модуляции отражения, прохождения света и для многих других целей.

Кроме лазерного инфракрасного излучения для испарения и выжигания поверхностных слоев можно использовать мощное электромагнитное излучение СВЧ миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, поглощаемое в тонком слое у поверхности воды.

Авторы выражают благодарность акад. П. Л. Капице, который докладом на своем семинаре привлек внимание физиков к проблемам борьбы с глобальными загрязнениями среды, и проф. Н. В. Карлову, предоставившему возможности проведения экспериментальной части работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскаръян, Е. К. Карлова, Р. П. Петров, В. Б. Студенов, Письма ЖЭТФ 18, 665 (1973).

535.375.5(048)

В. М. Агранович, Б. Н. Маврин, Х. Е. Стерин. Эффекты сильного ангармонизма фононов и их затухание в спектрах комбинационного рассеяния света на поляритонах. Под поляритонами понимаются обычно кванты электромагнитного поля в диэлектрических кристаллах. На языке микроскопической теории поляритоны, как новые элементарные возбуждения среды, возникают при учете взаимодействия (смешивания) экситонов или борновских фононов с поперечными фотонами. Однако для области больших длин волн закон дисперсии поляритонов $\omega = \omega(k)$ может быть найден в рамках макроско-

пической электродинамики, если только полагать известным в каком-либо приближении тензор диэлектрической проницаемости среды $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$. Если же, наоборот, известен закон дисперсии и амплитуды полей в поляритоне, то может быть решена обратная задача, т. е. восстановлен тензор $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ (см. ^{1, 2}). Комбинационное рассеяние света (КРС) первого порядка на поляритонах в кристаллах без центра инверсии

(в таких кристаллах отличен от нуля тензор нелинейной поляризуемости χ_{ijl} , определяющий интенсивность процесса), как раз и позволяющее получать указанную выше информацию о свойствах поляритонов, может быть также использовано для анализа эффектов сильного ангармонизма фононов, приводящего в некоторых случаях к образованию состояний связанных друг с другом фононов (бифононов). В случае, например,

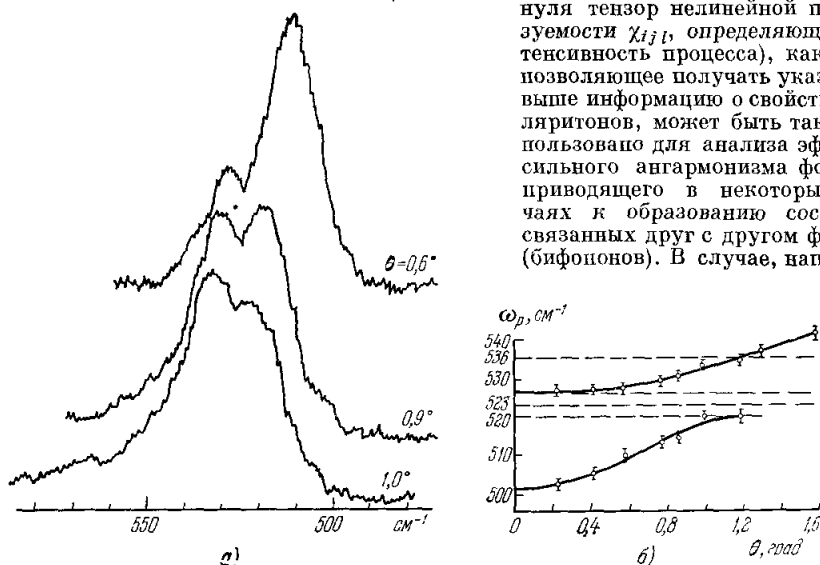


Рис. 1. а) Дублеты ферми-резонанса поляритона класса A_1 с составным тоном в кристалле LiNbO_3 (геометрия рассеяния $y(zz)y$; \mathbf{k}_p — в плоскости x, y ; θ — угол рассеяния внутри кристалла; температура кристалла 100°K); б) зависимость частоты поляритона ω_p от θ в области ферми-резонанса (536 см^{-1} — составной тон, 523 см^{-1} — середина щели; щель шириной $\approx 7 \text{ см}^{-1}$; подробнее см. в работе ⁸).

когда поляритонная ветвь пересекает энергетическую зону, отвечающую наличию в кристалле двух свободных оптических (одинаковых или различных) фононов, спектр поляритона оказывается весьма чувствительным к ангармонизму фононов. Именно, если этот ангармонизм достаточно велик и состояние бифонона образуется, то в спектре поляритона из-за ферми-резонанса и при достаточно слабом затухании образуется щель, ширина которой пропорциональна константе ангармонизма фононов ^{3, 4}. В последнее время наличие такой щели экспериментально наблюдалось ⁵⁻⁷ (рис. 1), что является, в силу вышесказанного, косвенным доказательством образования в изученных в работах ⁵⁻⁷ случаях состояний бифононов.

Наличие диссипации энергии электромагнитного поля в кристалле приводит к уширению линий КРС на поляритонах. Впервые теория КРС на поляритонах при учете затухания развивалась в работе ⁸, однако в работе ⁹, а затем и в работах ¹⁰⁻¹² была получена формула для интенсивности КРС на поляритонах, справедливая в более широком интервале частот поляритонов. Если в изучаемой области частот поляритонов диэлектрическая проницаемость кристалла в общепринятых обозначениях имеет вид

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_{\text{TO}}^2}{\omega^2 - \omega_{\text{TO}}^2 + i\gamma(\omega)\omega},$$

то в соответствии с работой ⁹ ширина линии КРС на поляритоне с волновым вектором \mathbf{k} и частотой ω определяется соотношением

$$\Gamma(\omega) = \frac{\gamma(\omega) (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_{\text{TO}}^2 \omega^2}{\epsilon_\infty (\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2)^2 + (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_{\text{TO}}^4}.$$

Из этого соотношения следует, что изучение ширины линии КРС на поляритонах позволяет восстановить зависимость $\gamma(\omega)$ и, следовательно, используя также зависимость $\omega = \omega(\mathbf{k})$, полностью восстановить комплексную диэлектрическую проницае-

мость $\varepsilon(\omega)$. На рис. 2 представлены при разных температурах результаты такого исследования для кристалла ниобата лития. В связи со сказанным отметим, что особый интерес представляли бы исследования $\gamma(\omega)$ при $\omega \ll \omega_{TO}$ для кристаллов с $\omega_{TO} \gg \omega_D$ (ω_D — дебаевская частота), где можно ожидать для $\gamma(\omega)$ зависимостей типа правила Урбаха.

В заключение отметим, что в центрально-симметричных кристаллах (ЦСК) тензор $\chi_{ijl} = 0$ и обычный метод КРС на поляритонах для восстановления $\varepsilon(\omega)$ использовать быть не может. Ситуация, однако, изменяется, если обратиться к КРС на поверхностных поляритонах в условиях, когда изучаемый ЦСК по крайней мере вдоль одной из своих поверхностей раздела граничит со средой, не обладающей центром инверсии. Так как электромагнитное поле в поверхностном поляритоне на расстояниях порядка

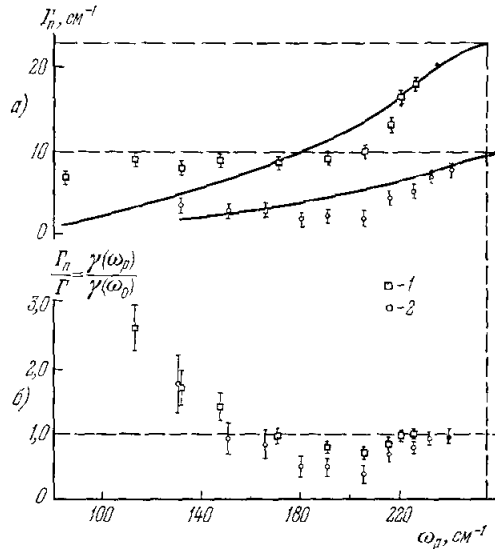


Рис. 2. а) Зависимость измеренной ширины линии поляритона Γ_p от частоты поляритона ω_p класса A_1 в кристалле LiNbO_3 (сплошная линия — $\Gamma(\omega)$ при $\gamma(\omega) = \gamma(\omega_{TO}) = \text{const}$; измерения проводились по специальной методике с использованием фигурной диафрагмы (будет опубликовано)); б) зависимость отношения $\gamma(\omega)/\gamma(\omega_{TO})$ от частоты ω в LiNbO_3 .

1—290 °К, $\omega_{TO} = 255 \text{ см}^{-1}$, $\gamma(\omega_{TO}) = 23,5 \text{ см}^{-1}$; 2—100 °К, $\omega_{TO} = 260 \text{ см}^{-1}$, $\gamma(\omega_{TO}) = 10 \text{ см}^{-1}$.

его длины волны отлично от нуля по обе стороны от плоскости раздела и, следовательно, также и в той области, где $\chi_{ijl} \neq 0$, интенсивность КРС на поверхностном поляритоне оказывается значительной и, как это следует из расчетов¹³, вполне достаточной для экспериментальных наблюдений эффекта. Этот вывод согласуется также с результатами работы¹⁴, в которой впервые экспериментально наблюдалось КРС на поверхностном поляритоне в среде без центра инверсии (GaAs; подложка — сапфир). Естественно, что в работе¹⁴ в спектре КРС наиболее интенсивно проявились пики, отвечающие возбуждению объемных поляритонов, что мешало наблюдению эффекта. В обсуждаемой же в работе¹³ «обращенной» ситуации, где отсутствие центра инверсии обеспечивается выбором подложки, объемные поляритоны ЦСК вообще не должны возбуждаться.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., «Наука», 1965.
2. В. М. Агранович, Теория экситонов, М., «Наука», 1968.
3. В. М. Агранович, И. И. Лалов, ФТТ 13, 1032 (1974); ЖЭТФ 61, 656 (1974).
4. В. М. Агранович, Эффекты сильного ангармонизма в спектрах комбинационного рассеяния света. Дополнение к книге А. Пуле и Ж.-П. Матье «Колебательные спектры и симметрия кристаллов», «Мир», М., 1973.

5. Б. Н. Маврин, Х. Е. Стерин, Письма ЖЭТФ 16, 265 (1972).
6. F. X. Winter, R. Claus, Optics Comm. 6, 22 (1972).
7. В. Ф. Китаева, Л. А. Кулевский, Ю. Н. Поливанов, С. Н. Полук-эктов, Письма ЖЭТФ 16, 23 (1972).
8. H. J. Venson, D. L. Mills, Phys. Rev. B1, 4835 (1970).
9. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 61, 1243 (1971).
10. A. S. Barker, R. Loudon, Rev. Mod. Phys. 44, 18 (1972).
11. L. Laughman, L. W. Davis, T. Nakamura, Phys. Rev. B6, 3322 (1972).
12. В. И. Емельянов, Канд. диссертация (МГУ, 1973).
13. В. М. Агранович, Письма ЖЭТФ 19, 28 (1974).
14. D. J. Evans, S. Ushioda, J. D. McCullen, Phys. Rev. Lett. 31, 369 (1973).

[536.764 + 539.128.53](048)

И. М. Халатников. Фазовые переходы в He^3 . Характерным свойством квантовых жидкостей, состоящих из бозевских частиц (например, из атомов He^4), является свойство сверхтекучести. Квантовые жидкости, состоящие из фермиевских частиц (например, жидкий He^3), этим свойством в области низких температур не обладают. Однако при сверхнизких температурах (порядка 10^{-3} °К) есть основание ожидать возникновения связанных пар фермиевских частиц (подобно куперовским парам электронов в сверхпроводниках). Такие пары будут образовывать бозевский конденсат, и в связи с этим возможно появление свойства сверхтекучести.

За последний год были обнаружены в жидком He^3 , находящемся в равновесии с твердым He^3 (давление около 33 атм), два фазовых перехода — А-переход при $T = 2,65 \cdot 10^{-3}$ °К и В-переход при $T \approx 2 \cdot 10^{-3}$ °К.

Исследования теплоемкости показали, что А-переход является фазовым переходом второго рода (наблюдается скачок теплоемкости), в В-переходе наблюдается выделение скрытой теплоты перехода порядка 15 эрг/моль. При понижении давления температура А-перехода понижается ($p_{\text{min}} = 10$ атм, $T_{\text{min}} = 2 \cdot 10^{-3}$ °К). В магнитном поле А-переход расщепляется на два фазовых перехода, A_1 и A_2 . Разность температур для этих переходов пропорциональна величине приложенного магнитного поля. Исследование ЯМР и статической восприимчивости указывает на то, что в А-фазе имеется большое внутреннее поле, которое можно объяснить, если спариваются атомы с параллельными спинами. Таким образом, такая пара обладает спином $S = 1$. Тогда следует, что орбитальный момент L пары нечетный (по-видимому, равный 1). Качественно можно понять магнитные свойства фаз, если в А-фазе конденсат анизотропный, а В-фазе — изотропный.

В самое последнее время экспериментально было показано появление сверхтекучести в А- и В-фазах. Амплитуда резонансных колебаний струны, погруженной в жидкий He^3 , в новых фазах резко возрастала с понижением температуры.

Таким образом, жидкий He^3 представляет собой совершенно уникальный объект для физики — сверхтекучую, анизотропную магнитную квантовую жидкость.

Открытие этого явления можно без преувеличения назвать крупнейшим событием в физике за последние годы.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. D. Osheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee, Phys. Rev. Lett. 28, 885 (1972).
2. D. D. Osheroff, W. J. Gully, R. C. Richardson, D. M. Lee, *ibid.* 29, 920.
3. R. A. Webb, T. J. Greytak, R. T. Johnson, J. C. Wheatley, *ibid.* 30, 240 (1973).
4. D. T. Lawson, W. J. Gully, S. Goldstein, R. C. Richardson, D. M. Lee, *ibid.*, p. 541.
5. Yu. D. Anufriev, T. A. Alvesalo, H. K. Collan, N. T. Ophem, P. Wennerström, Phys. Lett. A43, 175 (1973).
6. D. N. Paulson, P. T. Johnson, J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett. 30, 829 (1973).
7. T. A. Alvesalo, Yu. D. Anufriev, H. K. Mollan, O. V. Lounasmaa, P. Wennerström, *ibid.*, p. 962.
8. A. J. Leggett, *ibid.* 29, 1227 (1972) (а также — будет опубликовано).
9. V. Ambegaokar, N. D. Mermin, *ibid.* 30, 81 (1973).
10. P. W. Anderson, *ibid.*, p. 368; P. W. Anderson, W. F. Brinkman (будет опубликовано).