

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР  
(22 и 23 декабря 1971 г.)**

22 и 23 декабря 1971 г. в конференц-зале физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Р. И. Персонов. Спектры Шпольского и оптический аналог эффекта Мессбауэра.
2. Е. И. Кондорский, Т. И. Костина, Л. Н. Экономова. Исследование электрических и магнитных свойств монокристаллов хрома.
3. М. Н. Якименко. Мощные источники ультрафиолетового и рентгеновского излучений.
4. Ф. Р. Арутюнян, М. Л. Тер-Микаелян. Излучение заряженных частиц в неоднородных средах и его применение.
5. Г. М. Гарбян. Переходное излучение.

Ниже публикуется краткое содержание некоторых докладов.

**Р. И. Персонов. Спектры Шпольского и оптический аналог эффекта Мессбауэра.**

В 1952 г. Э. В. Шпольский, А. А. Ильина и Л. А. Климова обнаружили, что электронно-колебательные спектры некоторых сложных органических молекул в кристаллических  $\alpha$ -парафиновых растворах при низких температурах вместо обычных размытых полос состоят из десятков и сотен узких линий<sup>1</sup>. К настоящему времени спектры с тонкой структурой получены у нескольких сотен сложных органических соединений различных классов, таких, как ароматические углеводороды, гетероциклические соединения, порфирины и др. Недавно, например, в их число было включено такое важное и сложное соединение, как хлорофилл<sup>2</sup>. Спектры Шпольского открыли новые возможности для разнообразных научных и практических применений, часть из которых рассмотрена в настоящем докладе. Однако основным предметом доклада являются вопросы о происхождении узких линий в спектрах Шпольского и особенности структуры этих спектров.

Согласно теории спектров примесных центров кристаллов<sup>3</sup> узкие резонансные линии в этих спектрах соответствуют бесфононным переходам в примеси и являются оптическими аналогами резонансных  $\gamma$ -линий в эффекте Мессбауэра. Применительно к спектрам Шпольского этот вопрос обсуждался еще в работах<sup>4</sup>. Наиболее простыми для экспериментальной проверки теории являются выводы о наличии в спектре характерной полосы, состоящей из бесфононной линии (БФЛ) и фононного крыла (ФК), и о реальном падении интенсивности БФЛ с повышением температуры.

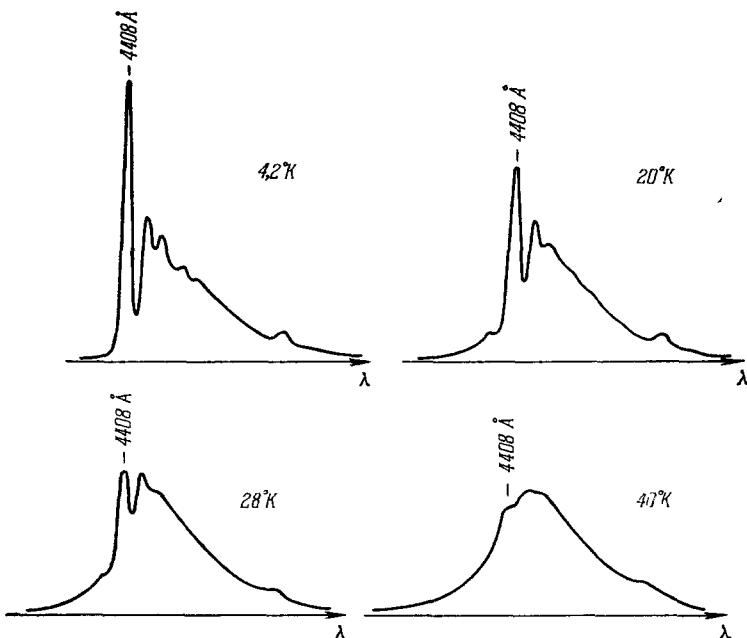
В последнее время у ряда объектов, дающих спектры Шпольского, удалось выявить спектральные полосы, состоящие из узких БФЛ и сопровождающих их интенсивных ФК, исследовать структуру ФК и температурную зависимость оптических полос<sup>5</sup>. Отчетливо наблюдалось предсказываемое теорией падение интенсивности БФЛ при повышении температуры (см. рисунок, где показано температурное падение интенсивности БФЛ 4408 Å в спектре флуоресценции перилена в  $\alpha$ -гентане). Детальный анализ структуры ФК позволил извлечь информацию о таких характеристиках примесного кристалла, как плотность состояний в фононной зоне и характер связи внутримолекулярного и кристаллического движений. На основе соответствующего анализа по спектральным кривым для ФК была восстановлена функция взвешенной плотности фононных состояний примесных кристаллов  $\alpha$ -парафинов и определена соответствующая дебаевская температура ( $\theta_D \sim 40 - 50^\circ K$ )<sup>5</sup>.

Проведены подробные исследования формы, уширения и сдвигов узких (ширины  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ ) БФЛ в спектрах Шпольского в низкотемпературной области ( $4,2 - 100^\circ K$ )<sup>6</sup>. Контуры исследованных линий аппроксимированы кривыми Фохта, и при разных температурах выделены лоренцева и гауссова составляющие ширины. Установлено, что гауссова составляющая слабо зависит от температуры и обусловлена неоднородным уширением. Температурное уширение БФЛ связано с ростом лоренцевой компоненты. Экспериментальные зависимости для уширения и сдвига лоренцевой составляющей БФЛ сопоставлены с предсказанными теоретически для случая слабой электрон-фононной связи<sup>6b</sup>. Оказалось, что для линий, характеризующихся сравнительно небольшой величиной температурного уширения и смещения, имеется достаточно хорошее согласие теории и эксперимента. Однако упомянутая теория совершенно неприемлема для линий, характеризующихся более сильным уширением и сдвигом.

<sup>1/2</sup> 10 УФН, т. 107, вып. 2

В самое последнее время проблема уширения оптических БФЛ рассматривалась в более общем случае, т. е. при произвольной электрон-фононной связи, Осадько<sup>7</sup>. Проведенное сравнение экспериментальных данных с результатами этой теории показало, что в этом случае имеется качественное согласие теории и эксперимента для всех исследованных линий.

Рассмотренные экспериментальные данные подтверждают, что узкие линии в спектрах Шпольского обладают всеми основными признаками оптических БФЛ. Исследование основных параметров БФЛ и ФК в этих спектрах позволяет извлекать информацию о фононном спектре кристалла-матрицы и о константах электрон-фононного



взаимодействия в рассматриваемых системах. Однако ряд особенностей структуры спектров и, в частности, проблема происхождения характерных для этих спектров «мультиплетов», еще ждет своего разрешения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Э. В. Шпольский, УФН **77**, 321 (1962); **80**, 255 (1963).
2. Ф. Ф. Литвин, Р. И. Персонов, О. Н. Коротаев, ДАН СССР **188**, 211 (1969).
3. А. Марадудин, Дефекты и колебательный спектр кристаллов, М., «Мир», 1968, гл. VIII.
4. К. К. Ребане, В. В. Хижняков, Оптический спектр. **14**, 362, 491 (1963).
5. Р. И. Персонов и др., ФТТ **13**, 2653 (1971).
6. а) Р. И. Персонов и др., *ibid.*, стр. 111; б) Е. И. Альшиц, Э. Д. Годяев, Р. И. Персонов, Изв. АН СССР, сер. физ. **36**, 1117 (1972); ФТТ **14**, 1605 (1972).
7. И. С. Осадько, *ibid.* **13**, 1178 (1971).

**Е. И. Кондорский, Т. И. Костица, Л. Н. Экономова.** Исследование электрических и магнитных свойств монокристаллов хрома.

Электрическое сопротивление исследовалось на монокристаллических образцах, размером  $4 \times 1,5 \times 1 \text{ mm}^3$  с отношением  $R_{293^\circ\text{K}}/R_{4,2^\circ\text{K}} = 500$ , вырезанных из одного кристалла методом электроэррозии так, что продольная ось образца была параллельна либо оси [100], либо оси [110]. Магнитные измерения проводились на монокристаллических образцах йодидного хрома, с отношением сопротивлений  $R_{293^\circ\text{K}}/R_{4,2^\circ\text{K}} = 130$  и  $R_{293^\circ\text{K}}/R_{4,2^\circ\text{K}} = 6,4$ . Обе эти группы образцов содержали одинаковое количе-

ство металлических примесей (в пределах точности спектрального метода), но образцы с  $R_{293^\circ\text{K}}/R_{4,2^\circ\text{K}} = 6,4$  содержали большее количество растворенных газов.

На рис. 1 представлена температурная зависимость  $R = f(T)$  в областях фазовых переходов (аномалия в  $T_{s-f}$  для образцов № 2—4 (ток  $I \parallel [011]$ ,  $I \parallel [001]$  и  $I \parallel [001]$ ); кривые 1—3 — до термомагнитной обработки, 4, 5 — после обработки в поле  $H_c \parallel [110]$ , 6, 7 — в поле  $H_c \parallel [100]$ ;  $1'-3'$  — аномалия в точке Нееля  $T_N$  до термомагнитной обработки,  $4', 5'$  — после обработки в поле  $H_c \parallel [110]$ ). Для образцов, продольная ось которых параллельна оси [110], ток  $I \parallel [110]$ ,  $T_{s-f} = 115 \pm 2^\circ\text{K}$ , а для

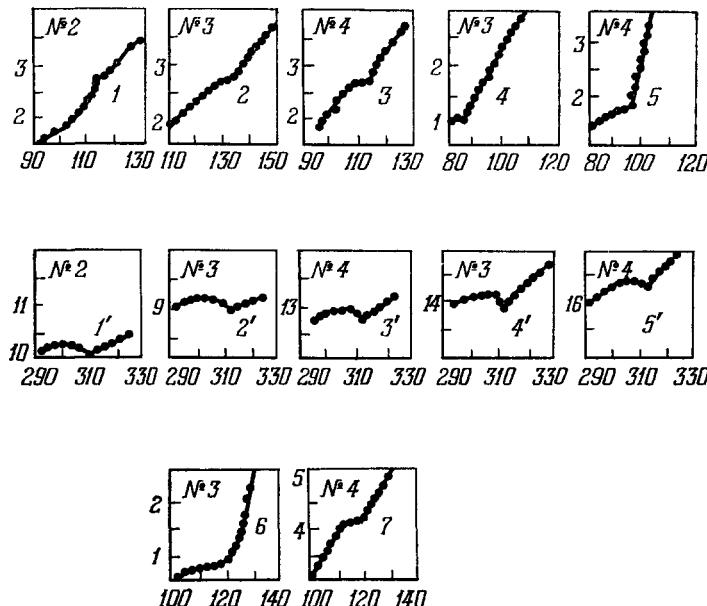


Рис. 1.

образцов, продольная ось которых параллельна оси [100], ток  $I \parallel [100]$ ,  $T_{s-f} = 134 \pm 2^\circ\text{K}$ . После охлаждения от  $360^\circ\text{K}$  в поперечном магнитном поле  $H_c = 34\text{ кз}$ , параллельном оси [001], аномалия при  $T_{s-f}$  для всех образцов становится одинаковой и происходит при  $T_{s-f} = 120 \pm 2^\circ\text{K}$ . Нагрев образца выше точки Нееля полностью восстанавливает первоначальный характер зависимости  $R = f(T)$  и первоначальное значение  $T_{s-f}$  (по оси абсцисс —  $T^\circ\text{K}$  ординат —  $R_T/R_{77^\circ\text{K}}$ ).

Измерения магнитострикции  $\lambda$  хрома, выполненные методом проволочного тензометра, показали, что в полях  $10\text{ кз}$  она по порядку величины приближается к магнитострикции железа, хотя намагниченность хрома в этих полях составляла сотые доли гаусса. Большую величину  $\lambda$  в хроме можно объяснить тем, что в процессе намагничивания имеют место смещения доменных стенок. Существование доменов недавно доказали нейтронографические исследования. Разумно было предположить, что благодаря большой магнитострикции в образцах хрома с неоднородными внутренними напряжениями смещения доменных стенок будут необратимыми и в достаточно сильных полях может существовать магнитный гистерезис.

На рис. 2 представлена кривая намагниченности, полученная для образца из монокристалла хрома с отношением сопротивлений  $R_{293^\circ\text{K}}/R_{4,2^\circ\text{K}} = 6,4$ . В полях  $H > 12\text{ кз}$  наблюдается нелинейная зависимость намагниченности от поля и отчетливо выраженный магнитный гистерезис, как при  $T = 77^\circ\text{K} < T_{s-f}$  (фаза  $AF_2$ ), так и при  $T = 293^\circ\text{K} > T_{s-f}$  (фаза  $AF_1$ ). Остаточная намагниченность равна нулю во всем исследованном интервале температур. Следовательно, магнитный гистерезис есть свойство кристаллов хрома и не может быть связан с ферромагнитными примесями.

Нейтронографические исследования хрома приводят к выводу, что после термомагнитной обработки фаза  $AF_2$  представляет один домен с единственным направлением волнового вектора  $Q$  и вектора спина  $\eta$ .

Наши исследования показали, что после термомагнитной обработки монокристаллов хрома в поле  $H = 19$  кэ магнитный гистерезис исчезает. Таким образом, гистерезис существует только в образцах, где имеется достаточное число доменов с различными направлениями  $Q$  и  $\eta$ .

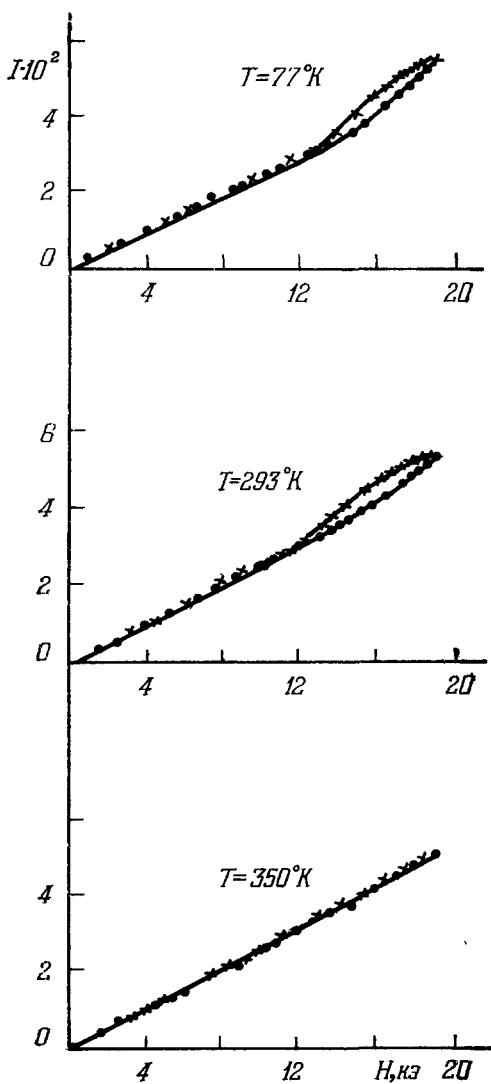


Рис. 2.

ние данных для периодических слоистых сред с данными для сред, имеющих случайно распределенные неоднородности (пеноизол). Анализируется влияние многочленного рассеяния на резонансное излучение <sup>4,6b</sup>.

На основании анализа всех данных и сравнения их с теоретическими расчетами можно сделать общий вывод, что теория резонансного излучения, учитывающая интерференцию переходного излучения от отдельных границ слоистой среды, хорошо описывает полученные экспериментальные данные, в то время как теория, предполагающая, что происходит независимое суммирование переходных квантов от границ слоистой среды, существенно отличается от результатов измерений. Очевидно также, что в тех случаях, когда интерференционные эффекты несущественны, формулы резонансного излучения переходят в формулы для независимого суммирования переходных квантов.

Для электронов сравнительно малых энергий ( $0,25-0,6$  Гэв) влияние многочленного рассеяния, которое приводит к возникновению дополнительного «тормозного» излучения, оказывается весьма существенным. Интенсивность этого дополнитель-

Ф. Р. Арутюнян, М. Л. Тер-Микаелян. Излучение заряженных частиц в неоднородных средах и его применение.

В докладе суммированы данные об экспериментальном исследовании излучения, возникающего при прохождении заряженной частицы через различные неоднородные среды. Основой этих исследований является переходное излучение, предсказанное Гинзбургом и Франком в 1946 г.<sup>1</sup>. Повышенный интерес к исследованиям такого рода в настоящее время обусловлен возможностями практического использования излучения в различных целях, таких, например, как детектирование ультраквазарелативистских частиц, исследование оптических свойств вещества, особенно металлов, и т. п.

Излучение в рентгеновской части спектра, возникающее при прохождении равномерно движущейся заряженной частицы через периодическую слоистую среду, было впервые обнаружено в 1963 г.<sup>2</sup>. С помощью этого излучения детектировались  $\mu$ -мезоны горизонтального потока космических лучей с энергиями  $\gtrsim 7 \cdot 10^2$  Гэв. Эффективность детектирования составляла  $\sim 9\%$ . На основании данных эксперимента получен спектр  $\mu$ -мезонов с зенитными углами  $73-90^\circ$  в интервале энергий  $\sim 7 \cdot 10^2 - 6 \cdot 10^3$  Гэв.

В дальнейшем излучение в рентгеновской области ( $10 \leq \hbar\omega \leq 250$  кэв) исследовалось для электронов с энергиями до  $3,7$  Гэв (в 1965 г. в ФИАН<sup>3,4</sup>, в 1969-1970 гг. в ОИЯИ<sup>5</sup>). При этом анализировался спектральный состав излучения, зависимость его интенсивности от энергии электрона и различных параметров слоистой среды, а также угловое распределение излучения. Экспериментальные данные были сравнены с теорией резонансного и переходного<sup>7</sup> излучения. Проводится сравнение

тельного излучения в определенной спектральной области детектируемых квантов может в несколько раз (это зависит от параметров слоистой среды) превышать интенсивность переходного и обычного (бете-гайтлеровского) тормозного излучения вместе взятых. В области высоких энергий ( $\geq 1-2 \text{ Гэв}$ ) вкладом тормозных квантов в полное излучение в исследуемой спектральном интервале можно пренебречь. Однако при еще больших энергиях ( $\geq 15 \text{ Гэв}$ ) влияние многократного рассеяния снова должно стать существенным (аналог эффекта Ландау — Померанчука).

Исследование излучения реалистических электронов в отдельных массивных пластинах показывает, что с ростом энергии электрона обычное бете-гайтлеровское тормозное излучение в низкоэнергетической части рентгеновского спектра существенно подавляется, и в области частот  $\omega < \omega_{kp}$  изменение спектральной плотности числа фотонов следует закону  $\sim E^{-2}$ , который согласуется в выводами теории, учитывающей влияние поляризации среды <sup>6в</sup>.

Анализируются различные способы детектирования одиночных частиц высоких энергий с помощью резонансного излучения (метод энерговыделения, метод характеристического излучения и т. д.). Детектор резонансного излучения (РИД) аналогичен черенковскому счетчику в смысле как выделения направления движения частицы, так и его пороговых свойств, но он может работать в области  $v \rightarrow c$ ; эффект зависит не от отношения  $v/c$ , а от  $E/mc^2$ .

Приводятся характеристики различных РИД для электронов с энергиями до  $3,7 \text{ Гэв}$ . На один электрон с энергией  $3,7 \text{ Гэв}$  приходится до десяти фотонов резонансного излучения с энергиями выше  $\sim 15 \text{ кэв}$ . Это число фотонов соответствует  $\sim 100\%$ -ной эффективности детектора. Рост числа фотонов с ростом энергии электрона зависит от параметров среды и величины энергии. В одних случаях эта зависимость слабее линейной, в других — сильнее, чем  $E^3$ , т. е. крутизна порога детектора может регулироваться изменением параметров слоистой среды (такую энергетическую зависимость предсказывает теория резонансного излучения, в то время как теория переходного излучения предсказывает только линейную от энергии зависимость).

РИД успешно использовался в конкретном эксперименте по выделению электронов из пучка  $\pi$ -мезонов. При этом эффективность детектора достигала 50%. Показано, что РИД может работать элементом логической схемы того или иного физического эксперимента (например, при работе «в линию» (on line)). В последние два года по этим вопросам появились также работы других авторов <sup>8</sup>.

Во второй части доклада обсуждаются результаты экспериментов по исследованию излучения в видимой и ультрафиолетовой частях спектра, возникающего в тонких пленках и массивных мишнях различных металлов (Al, Ag, Au, Cu, Ge, In, Pt) под действием нерелятивистских электронов <sup>9</sup>. Анализируются поляризация, спектральный состав и угловое распределение излучения, зависимость его интенсивности от энергии электрона, от угла влета электрона в мишень и т. п. Экспериментальные результаты сравниваются с теорией переходного излучения <sup>1,10</sup>, и анализируется возможный вклад других видов излучения.

Анализ данных показывает, что излучение электронов в тонких пленках полностью описывается формулами переходного излучения. В массивных образцах, кроме переходного, электроном генерируется дополнительное неполяризованное излучение, интенсивность которого растет с ростом энергий электрона и угла его влета в мишень. При скользящих углах влета интенсивность дополнительного излучения становится очень большой, и она может в несколько раз превышать интенсивность переходного излучения для случая нормального влета электрона в мишень. Этот эффект наблюдается не только для серебра, как это было замечено некоторыми авторами, например <sup>11</sup>, но и для других металлов.

Дополнительное излучение нельзя интерпретировать в рамках тормозного излучения или люминесценции. Его можно объяснить, если предположить, что оно образуется из-за излучения на поверхностных неоднородностях (случайно распределенных) при приближении электрона к поверхности (аналог излучения Смита — Перселя для периодических неоднородностей) или из-за возбуждения поверхностных плазменных волн, которые из-за поверхностных неоднородностей могут излучаться в вакуум.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ 16, 45 (1946).
2. Ф. Р. Арутюнян и др., Изв. АН СССР 28, 1864 (1964); 29, 1769 (1965); XII международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, ОИЯИ, 1964; стр. 933; ЯФ 1, 842 (1965).
3. Ф. Р. Арутюнян и др., Письма ЖЭТФ 4, 277 (1966); ЖЭТФ 52, 1121 (1967); ДАН Арм. ССР 44, 65 (1967).
4. Ф. Р. Арутюнян, ibid. 48, 32 (1969).
5. Ф. Р. Арутюнян и др., а) Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, т. 2, Дубна, ОИЯИ, 1970, стр. 530; б) ДАН Арм. ССР 52,

- 204 (1971); Ф. Р. Арутюнян и др., *ibid.* 53, 11; *Phys. Lett.* B34, 227 (1971); Ф. Р. Арутюнян и др. в) 12th Intern. Conference on Cosmic Rays, v. 6, Hobart, Australia, 1971, p. 2469; г) ЖЭТФ 62, 2044 (1972).
6. а) М. Л. Тер-Микаелян, А. Д. Газазян, ЖЭТФ 39, 1963 (1960); М. Л. Тер-Микаелян, Изв. АН Арм. ССР 14, 103 (1961); Nucl. Phys. 24, 43 (1961); б) Письма ЖЭТФ 8, 400 (1968); Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1969; в) ДАН СССР 94, 1033 (1954); Изв. АН СССР 19, 657 (1956).
  7. Г. М. Гарифбаян, ЖЭТФ 60, 3 (1971).
  8. А. И. Алиханьян, —<sup>5а</sup>, стр. 491; L. C. L. Yuan, —<sup>5в</sup>, р. 1499.
  9. Ф. Р. Арутюнян и др., Письма ЖЭТФ 3, 193 (1966); Опт. и спектроскопия 21, 399 (1966); ЖЭТФ 51, 760 (1966); F. R. Nagarutjiniap et al., Phys. Lett. A37, 163 (1971); Ф. Р. Арутюнян и др., ЖЭТФ 62, 1263 (1972).
  10. В. Е. Падомов, Тр. ФИАН 44, 28 (1969).
  11. P. Dobberstein, G. Saegbrey, Phys. Lett. A31, 328 (1970).
-