

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53 (063)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР  
СОВМЕСТНО С ОТДЕЛЕНИЕМ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК  
АКАДЕМИИ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР**

(Минск, 6—10 июня 1972 г.)

6—10 июня 1972 г. состоялась выездная научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР совместно с Отделением физико-математических наук АН БССР в г. Минске. На сессии были заслушаны доклады:

1. Вступительное слово президента Академии наук Белорусской ССР академика АН БССР П. А. Борисевича.

2. Н. Г. Б а с о в. Электроионизационные лазеры.

3. В. Л. Г и н з б у р г. Развитие кристаллооптики с учетом пространственной дисперсии.

4. Ю. Н. Д е н и с ю к. Перспективы оптической голографии.

5. Е. К. З а в о й с к и й. Энергетика на быстрых термоядерных процессах.

6. Г. А. С м о л е н с к и й. Магнитная память для будущих поколений электронно-вычислительных машин.

7. Н. А. Б о р и с е в и ч. Длительная люминесценция сложных молекул в газовой фазе.

8. Б. И. С т е п а н о в. Квантовые генераторы на сложных органических соединениях.

9. Ф. И. Ф е д о р о в. Теория оптической активности кристаллов.

10. Н. Н. С и р о т а. Распределение электронной и спиновой плотностей и физические свойства кристаллов.

11. Л. И. К и с е л е в с к и й. Вопросы спектроскопии низкотемпературной плазмы.

12. Л. В. В о л о д ь к о. Спектры и кинетика люминесценции актинидов. Ниже публикуется содержание некоторых докладов.

**В. Л. Гинзбург.** Развитие кристаллооптики с учетом пространственной дисперсии. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии строится, как известно, на основе использования тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ . При этом переходу к классической кристаллооптике отвечает пренебрежение пространственной дисперсией, т. е. зависимостью  $\epsilon_{ij}$  от волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Поскольку пространственная дисперсия характеризуется параметром  $a/\lambda$  ( $a$  — атомный размер или параметр решетки,  $\lambda = 2\pi/k$  — длина волны), ее роль в оптике в известном смысле мала. Именно поэтому, с одной стороны, столь широка область применимости классической кристаллооптики и, с другой стороны, учет пространственной дисперсии оказывается обычно необходимым, лишь когда речь идет о качественно новых эффектах. К числу таких эффектов пространственной дисперсии относятся гиротропия (естественная оптическая активность), двойное лучепреломление кубических кристаллов, появление «новых» волн (например, в гиротропной среде речь идет о распространении в данном направлении при заданной частоте третьей волны, помимо обычных двух), отличная от нуля групповая скорость распространения продольных волн и некоторые другие.

Начало теоретических и экспериментальных исследований эффектов пространственной дисперсии восходит еще к прошлому столетию, но в современной форме этот круг вопросов обсуждается в основном лишь последние 15—20 лет, причем в значи-

тельной мере в связи с теорией экситонов. Обзор состояния проблемы к 1965 г. был сделан в монографии<sup>1</sup>. Настоящий доклад имеет своей целью остановиться на полученных с тех пор результатах, а также на эффекте гиротропного двоякопреломления в антиферромагнитных кристаллах (на такую возможность было обращено внимание<sup>2</sup> еще в 1963 г., но статья<sup>2</sup> в свое время не была нами замечена; этот эффект был затем рассмотрен в работах<sup>3, 4</sup>).

В гиротропной среде, если ограничиться членами первого порядка по  $\mathbf{k}$ ,

$$\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon_{ij}(\omega) + i\gamma_{ijl}(\omega) k_l \quad (1)$$

и аналогично для  $\epsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{k})$ .

В силу принципа симметрии кинетических коэффициентов  $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{B}_{\text{ext}}) = \epsilon_{ji}(\omega, -\mathbf{k}, -\mathbf{B}_{\text{ext}})$  и, следовательно, в (1)

$$\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{B}_{\text{ext}}) = \epsilon_{ji}(\omega, -\mathbf{B}_{\text{ext}}), \quad \gamma_{ijl}(\omega, \mathbf{B}_{\text{ext}}) = -\gamma_{jil}(\omega, -\mathbf{B}_{\text{ext}}); \quad (2)$$

здесь  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  — индукция внешнего магнитного поля или параметр, характеризующий намагнитченность решетки либо подрешетки. При отсутствии поглощения и вещественных  $\omega, \mathbf{k}$  тензор  $\epsilon_{ij}$  эрмитов, в силу чего  $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{B}_{\text{ext}}) = \epsilon_{ji}^*(\omega, \mathbf{B}_{\text{ext}})$  и  $\gamma_{ijl}(\omega, \mathbf{B}_{\text{ext}}) = -\gamma_{jil}^*(\omega, \mathbf{B}_{\text{ext}})$ . В общем случае

$$\gamma_{ijl} = \gamma'_{ijl} + i\gamma''_{ijl}, \quad \gamma'_{ijl} = \text{Re } \gamma_{ijl}, \quad \gamma''_{ijl} = \text{Im } \gamma_{ijl}.$$

В силу приведенных соотношений в прозрачной гиротропной среде

$$\gamma'_{ijl} = -\gamma'_{jil}, \quad \gamma''_{ijl} = \gamma''_{jil}. \quad (3)$$

В немагнитной среде (при  $\mathbf{B}_{\text{ext}} = 0$ ) в силу (2) и (3)  $\gamma''_{ijl} = 0$ . В прозрачной магнитной среде, вообще говоря, уже  $\gamma'_{ijl} \neq 0$ . Именно при условии  $\gamma'_{ijl} \neq 0$  (в частности, для ряда антиферромагнетиков) и имеет место упомянутый эффект гиротропного двоякопреломления. В «чистом» виде этот эффект проявляется для кристаллов, не обладающих обычной гиротропией (т. е. когда  $\gamma'_{ijl} = 0$  или когда  $\gamma'_{ijl} \neq 0$ , но это не сказывается на распространении рассматриваемых волн). Наблюдать при этом в принципе можно изменение направления оптических осей и направления поляризации в нормальных волнах, неравенство показателей преломления при изменении направления распространения волн на противоположное (замена  $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ ) и появление «новых» волн вблизи линии поглощения, аналогичное случаю изотропных гиротропных сред<sup>1, 5</sup>.

Несмотря на то, что речь идет об эффекте первого порядка по  $a/\lambda$  (по этой причине область, где могут наблюдаться «новые» волны, значительно шире, чем для негиротропной среды, когда фигурирует фактор  $(a/\lambda)^2$ ) третью волну в гиротропной среде удалось фактически обнаружить лишь методом комбинационного рассеяния<sup>6, 7</sup>. Возможно, этот метод окажется пригодным и в случае антиферромагнетиков с  $\gamma'_{ijl} = 0$  и  $\gamma''_{ijl} \neq 0$ . Впрочем, анализ третьей волны для немагнитных сред также лишь начал и должен продолжаться.

Отметим экспериментальные работы, посвященные гиротропии, появляющейся под действием электрического поля<sup>8</sup> и под действием напряжений<sup>9</sup>. В отношении эффектов порядка  $(a/\lambda)^2$  укажем на исследование оптической анизотропии кубического кристалла — кремния<sup>10</sup>. Некоторые особенности, связанные с распространением волн в магнитных средах, освещены в<sup>11, 12</sup>.

Особое место в кристаллооптике с учетом пространственной дисперсии и в теории экситонов занимают поверхностные явления и эффекты — имеются в виду различные поверхностные волны (экситоны), вопрос об их взаимодействии с падающим светом, с фононами и между собой, проблема граничных условий и т. д. Можно думать, что именно это направление<sup>1, 7, 13-20</sup> будет привлекать к себе особое внимание в ближайшее время как в связи с существованием ряда неясных и недостаточно изученных моментов, так и в силу практической важности поверхностных явлений при переходе к миниатюрным приборам и элементам вычислительных машин и других устройств.

Помимо вопроса об учете границы раздела в плане использования интегрального уравнения, связывающего электрическую индукцию  $\mathbf{D}$  и электрическое поле  $\mathbf{E}$ , а также дополнительные граничных условий\*), подчеркнем необходимость при учете про-

\*) Введение дополнительных граничных условий является лишь приближенным приемом, позволяющим и при решении некоторых граничных задач, т. е. в ограниченной среде, использовать тензор  $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ ; см. <sup>1</sup>, § 10, а также <sup>20</sup> (отметим, что в работах<sup>20</sup> в отношении дополнительных граничных условий фактически сделано такое же заключение, как и в книге<sup>1</sup>; поэтому содержащееся в работах<sup>20</sup> известное противопоставление их и <sup>1</sup> представляется нам основанным на недоразумении).

пространственной дисперсии уточнять также и обычные электродинамические граничные условия <sup>3, 16, 17</sup>. Рассмотрим, например, весьма общую связь между  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  в изотропной, гиротропной среде:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + \delta_{\text{I}} \text{rot } \mathbf{E} + \text{rot} (\delta_{\text{II}} \mathbf{E}). \quad (4)$$

Тогда, например, уравнение  $\text{div } \mathbf{D} = 0$  при переходе к резкой границе раздела между вакуумом и средой, в результате обычной процедуры интегрирования вдоль направления нормали, приводит к граничному условию <sup>17</sup>

$$D_{2n} - D_{1n} - \delta_{\text{II},2} \text{rot}_n E_2 = \varepsilon E_{2n} - E_{1n} + \delta_{\text{I},2} \text{rot}_n E_2 = 0. \quad (5)$$

Что же касается уравнения поля  $\text{rot } \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ , то оно для связи (4) приводит к граничному условию

$$[\mathbf{n}, \mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1] = \frac{\delta_{\text{II},2}}{c} \left[ \mathbf{n}, \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)_2 \right]. \quad (6)$$

Использование уточненных граничных условий и, например, получающихся с их помощью формул для поляризации отраженного света для определения коэффициентов  $\delta_{\text{I}}$  и  $\delta_{\text{II}}$  затруднено в связи с наличием на поверхности среды переходного слоя (см. <sup>18a</sup> и указанную там литературу, а также <sup>18b</sup>). Однако влияние гиротропии и переходного слоя на эллиптичность отраженного света различно и зависит от поляризации падающего света, что открывает известные возможности для экспериментального выделения обоих эффектов <sup>19 \*</sup>).

Наиболее интересным докладчику представляется, однако, не вопрос о граничных условиях, их влиянии на отражение света и т. д., а изучение упомянутых вопросов о поверхностных экситонах, их возбуждении и затухании (в том числе аннигиляции при взаимодействии друг с другом и экситонами других типов) и т. д. При этом нужно иметь в виду, что для поверхностных экситонов учет пространственной дисперсии в некоторых случаях играет определяющую роль <sup>1, 13</sup>. Поверхностные экситоны в целом исследованы еще совершенно недостаточно, неясно даже, поверхностные экситоны каких типов могут встречаться в реальных условиях (в частности, привлекает к себе внимание возможность существования поверхностных экситонов типа Ванье — Мотта, т. е. локализованных вблизи поверхности и связанных друг с другом электрона и дырки; каких-либо указаний в литературе на исследование такой возможности найти пока не удалось). Для поверхностных экситонов возникает, в числе других, вопрос о возможности образования биэкситонов, или «капель», аналогичных обсуждаемых для трехмерного случая <sup>21</sup>. Для поверхностных экситонов не менее интересна также проблема бозе-конденсации и сверхтекучести (речь идет, в частности, о квазиконденсации для поверхности конечных размеров; нужно иметь в виду, кроме того, что для бесконечной поверхности вместо дальнего порядка может возникать особенность у функции корреляции <sup>22</sup>). Поверхностные экситоны могут играть большую роль при анализе сверхпроводимости, в частности сверхпроводимости поверхностного типа <sup>15, 23, 24</sup> (для двумерной системы не может возникнуть дальний порядок, аналогичный имеющему место в сверхтекучей или сверхпроводящей системах трехмерного типа; это, однако, еще не препятствует в принципе возможности появления двумерной сверхтекучести и сверхпроводимости или практического, хотя и не полного, исчезновения сопротивления в связи с конечностью системы, образованием метастабильных состояний и появлением особенностей для функции корреляции фазы сверхпроводящей «волновой функции» в разных точках <sup>22, 24</sup>).

Вопросы, затронутые в конце доклада, недостаточно ясны, но упомянуты здесь для того, чтобы обратить на них внимание и подчеркнуть необходимость проведения широкого круга теоретических и экспериментальных исследований, связанных с поверхностными экситонами.

\*) Во время сессии между Ф. И. Федоровым и автором имела место дискуссия, касающаяся вопроса о зависимости или независимости коэффициентов  $\delta_{\text{I}}$  и  $\delta_{\text{II}}$ . Если потребовать, чтобы на границе раздела для падающих волн с любой поляризацией (в частности, для циркулярно поляризованных волн) не выделялась энергия, то действительно получается условие  $\delta_{\text{I}} = \delta_{\text{II}}$ , используемое Ф. И. Федоровым. Это условие имеет, таким образом, вполне определенный физический смысл. Нам представляется, однако, что в общем случае на границе раздела сред с пространственной дисперсией энергия падающей волны может выделяться и, например, переходить в некоторые поверхностные волны или неэлектромагнитные объемные волны (этой связи см. <sup>25</sup>). Поэтому в рамках феноменологического подхода условие  $\delta_{\text{I}} = \delta_{\text{II}}$  не обязательно, хотя оно, возможно, и соблюдается в некоторых случаях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., «Наука», 1965.
2. W. F. Brown, S. Shtrikman, D. Treves, J. Appl. Phys. **34**, 1233 (1963).
3. E. M. Hornreich, S. Shtrikman, Phys. Rev. **171**, 1065 (1968).
4. V. M. Agranovich, V. L. Ginzburg, Progress in Optics (ed. by E. Wolf) **9**, 235 (1971).
5. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **34**, 1539 (1958).
6. A. S. Pine, G. D. Dresselhaus, Phys. Rev. **188**, 1489 (1969).
7. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **61**, 1243 (1971); Proc. of the 2nd Intern. Conference on Light Scattering in Solids, ed. by M. Balkanski, P., Flammarion Sci., 1971, p. 226.
8. Ю. В. Шалдин, ДАН СССР **191**, 67 (1970).
9. T. Koda, T. Marahashi, T. Mitani, S. Sakoda, Y. Onodera, Phys. Rev. **B5**, 705 (1972).
10. J. Pasternak, K. Vedam, Phys. Rev. **B3**, 2567 (1971).
11. М. И. Каганов, Р. П. Янкевич, ФТТ **10**, 2771 (1968).
12. B. A. Huberman, E. Burstein, R. Ito, Phys. Rev. **B5**, 168 (1972).
13. В. М. Агранович, Теория экситонов, М., «Наука», 1968.
14. В. Н. Любимов, Д. Г. Санников, ФТТ **14**, 678 (1972).
15. В. М. Агранович, А. Г. Мальшук, М. А. Мехтнев, *ibid.*, стр. 849; ЖЭТФ **63**, 2274 (1972).
16. В. В. Бокуть, А. Н. Сердюков, ЖЭТФ **61**, 1808 (1971).
17. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **63**, 838 (1972).
18. а) Д. В. Сивухин, ЖЭТФ **30**, 374 (1956); б) Л. А. Островский, ЖЭТФ **61**, 551 (1971).
19. V. M. Agranovich, V. I. Yudson, Optics Comm. **5**, 422 (1972).
20. G. S. Agarwal, D. N. Pattanayak, E. Wolf, Phys. Rev. Lett. **27**, 1022 (1971), Optics Comm. **4**, 255, 260 (1971).
21. Л. В. Келдыш, УФН **100**, 514 (1970).
22. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970) **61**, 1144 (1971).
23. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ **46**, 397 (1964).
24. В. Л. Гинзбург УФН **101**, 185 (1970).
25. Ю. А. Цвирко, ФТТ **5**, 1498 (1963).

**Е. К. Завойский.** Энергетика на быстрых термоядерных процессах. Если говорить о ближайшей перспективе термоядерной энергетики, то следует иметь в виду 2000 г. К этому сроку мировая потребность во всех видах топлива определяется приблизительно в  $10^{21}$  дж·год<sup>-1</sup>. Весьма вероятно, что будет необходимо построить с этой целью 1000 термоядерных станций, так что мощность одной станции составит  $3 \cdot 10^{10}$  вт. Станция такой мощности будет сжигать  $\sim 1$  см<sup>3</sup> D — T-смеси в секунду.

По современным представлениям стационарная термоядерная станция такой мощности должна иметь удерживающее плазму магнитное поле не менее  $10^5$  гс при плотности плазмы  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> и температуре  $10^8$  градусов. Отсюда можно определить объем горячей плазмы  $3 \cdot 10^6$  см<sup>3</sup>. Если для термоядерного реактора будет использована тороидальная ловушка, то малый диаметр тора будет не менее 10 м, а длина внутренней оси тора  $\sim 10^2$  м. Хотя сооружения подобного масштаба привычны, однако вся эта гигантская камера сначала заполнена сильным магнитным полем, которое затем вытеснено горячей плазмой из камеры и прижато к ее стенкам. Заметим (для масштаба), что тепловая энергия плазмы реактора достаточна для нагревания 10 т меди до 1000 °С. Состояние системы должно быть устойчивым в такой степени, чтобы станция могла работать долгие годы без единого внезапного крупного нарушения равновесия между плазмой и магнитным полем. Действительно, быстрое нарушение этого равновесия приведет к проникновению магнитного поля в область, занятую горячей плазмой, что вызовет внутри камеры и в соленоидах, создающих магнитное поле, перенапряжения, энергия которых эквивалентна взрыву около 20 т взрывчатки. Если такой взрыв разрушит стенку тора, то в атмосферу из плазмы может поступить сразу до 8 г трития. Нарушить равновесие может развитие макроскопической неустойчивости плазмы, связанное, например, с «сужением», быстрым охлаждением плазмы за счет локального испарения металла стенки тора, срывом со стенок камеры металлических частей, нарушением питания магнитного поля (замыкание витков соленоида) и пр. Пока не будут найдены совершенно надежные защитные средства, термоядерная станция с магнитным удержанием будет представлять заметную опасность для окружающей местности и каждая авария такого масштаба нанесет значительный экономический урон. В этой ситуации, учитывая также многие другие нерешенные проблемы удержания и нагрева плазмы, кажется маловероятным сооружение 1000 таких станций до 2000 г.

Альтернативой «стационарной» термоядерной энергетике являются микровзрывы, которые будут иметь и специальные области применения. Физической основой получения энергетически выгодной термоядерной реакции при взрыве служит следующее известное соотношение: быстро нагретая конденсированная мишень за время разлета  $\tau = r_0/c_s$ , где  $r_0$  — радиус мишени,  $c_s$  — скорость разлета, успевает, согласно условию Лоусона  $nT_0 = 10^{14}$ , где  $N_0$  — концентрация ядер в мишени, выделить больше энергии, чем было затрачено на нагревание D — T-смеси.

В последнее время появились два возможных способа осуществить нагрев микромишени до термоядерных температур. Имеются в виду сверхмощные лазерные импульсы света и пучки релятивистских электронов. Хотя ни в том, ни в другом методе, как известно, пока не достигнуты необходимые энергии и мощности, уже нет сомнения, что они могут быть получены. Если при том удастся сделать лазерные или электронолучевые устройства работающими без разрушения периодически, то это должно существенно изменить представление о роли быстрых термоядерных процессов в энергетике ближайшего будущего. Обсуждению этого вопроса будет посвящен представленный доклад.

Получение термоядерной энергии от микровзрывов не следует рассматривать как маневр для обхода временных трудностей стационарного термоядерного процесса: микровзрывы позволят в принципе осуществить реакции: 1) термоядерную цепную реакцию; 2) D — D-реакцию; 3) D — He<sup>3</sup>-реакцию; 4) комбинированные реакции D — T, D — D, D — He<sup>3</sup> с некоторыми легкими ядрами и делящимися элементами.

Благодаря простоте и полной безопасности микровзрывы будут, по-видимому, лучшим горючим для дальних космических ракет и в последствии явятся универсальным средством проведения экспериментов разного масштаба в космосе.

Микровзрывы также позволят в лабораторных условиях создавать экстремальные по плотности состояния вещества, будут являться сверхмощными источниками нейтронов и т. д. Сжигание небольших термоядерных зарядов может быть использовано также для проведения взрывных работ, придания нужного рельефа местности и изменения климата. В более отдаленном будущем, когда для микровзрывов начнут использоваться D — D, D — He<sup>3</sup> и комбинированные реакции, откроются возможности экономической оптимизации термоядерной энергетике с учетом полной радиационной безопасности на длительные сроки. Возможно, что этим путем будет решен один из самых важных вопросов широкого использования ядерной энергии синтеза.

Какие главные технические проблемы надо решить на пути к микровзрывам? Иницирование микровзрыва требует лазерных или электронных пучков с полной энергией, по разным оценкам, от  $10^6$  до  $10^7$  дж при длительности импульса порядка  $10^{-8}$  сек, что отвечает мощности пучка  $10^{14}$ — $10^{15}$  вт. Как известно, это потребует создания лазеров с объемом активной среды от 1 м<sup>3</sup> до 10 м<sup>3</sup> и энергией накачки порядка  $10^8$ — $10^9$  дж. Пучок необходимо сфокусировать на площадь около  $10^{-1}$ — $10^{-2}$  см<sup>2</sup> или даже меньше. По-видимому, такие лазеры могут быть построены в этом десятилетии.

Пока не ясен механизм взаимодействия мощного лазерного пучка с мишенью, но весьма вероятно, что при энергии порядка мегаджоуля и больше нелинейные эффекты взаимодействия света с мишенью приведут к прогреву конденсированного вещества на необходимую глубину.

В случае релятивистского электронного пучка пока остается неясной возможность фокусировки и торможения его на расстоянии меньше кулоновской длины пробега. Однако здесь есть довольно широкие возможности управления пучком: разнообразная плазменная и магнитная фокусировка пучка, эффекты взаимодействия обратного тока с плазмой, образование магнитного канала, коллективные эффекты взаимодействия пучка и обратного тока с мишенью и др. Из множества вопросов, относящихся к свойствам электронных релятивистских пучков, остановимся здесь только на следующих: 1) фокусировка электронов магнитным каналом, 2) вероятность коллективных эффектов торможения пучка и 3) перспективы генерации сверхмощных электронных пучков.

Известно, что в вакууме максимальное значение электронного тока  $I = -(mc^3/e) \beta \gamma = 1,7 \cdot 10^4 \beta \gamma$ . Но для нагревания, скажем, 0,1 см<sup>3</sup> твердой D — T-мишени до термоядерных температур требуются токи до  $10^8$ — $10^7$  а при энергии электронов 1—10 Мэв. Поэтому необходимые токи могут быть получены только в плазме, концентрация которой превышает концентрацию электронов пучка. В этом случае сила тока может быть произвольно большой за счет возникновения в плазме обратного тока холодных электронов. Этот ток появляется только тогда, когда характерное время нарастания импульса тока меньше скингового времени  $4\pi\sigma r^2/c^2$ , где  $\sigma$  — проводимость плазмы,  $r$  — радиус пучка. В плотной плазме, естественно, отсутствуют радиальные электрические поля, расталкивающие электроны пучка, но за счет обратного тока исчезает и магнитное поле тока, стягивающее пучок. Поэтому в плазме с бесконечной проводимостью пучок должен разлетаться с тепловыми радиальными скоростями. Но из-за конечной проводимости плазмы обратный ток частично диссипирует и появляется небольшое магнитное поле.

Так как обратный ток, нагревая плазму, увеличивает ее проводимость, это магнитное поле пучка становится «вмороженным» в плазму и, следовательно, электроны пучка, ранее пролетевшие через плазму, образуют для последующих электронов магнитный канал. Таким образом, происходит самофокусировка пучка. Оценки показывают, что этим механизмом мощный релятивистский электронный пучок может быть хорошо сфокусирован на длине в несколько метров. Однако фокусировка станет еще более сильной, если путем подбора плотности плазмы вызвать сильную диссипацию обратного тока за счет ионно-звуковой неустойчивости.

Отсюда следует, что вдоль пучка возможно образовать систему «линз» из плазмы с различной плотностью и температурой электронов и подобрать условия нужной степени фокусировки.

Рассмотрим условия торможения релятивистских электронов за счет возбуждения коллективных эффектов в мишени. Коллективные взаимодействия могут возникнуть в столь плотной плазме только при температуре ее не ниже  $1 \text{ кэВ}$ . При этой температуре плазма становится «идеальной». Расчет показывает, что нагреть горючее до  $1 \text{ кэВ}$  способен обратный ток за счет кулоновских столкновений в мишени. Коллективные эффекты хорошо изучены на слабых электронных пучках, но теория, лежащая в их основе, может быть с достаточной надежностью перенесена и на очень мощные пучки. Эта работа была проделана Файнбергом, Шапиро, Цытовичем, Рудаковым, Ивановым, Рютовым и др.

Не вдаваясь в подробности, которые можно найти в работах указанных исследователей, следует сказать, что длина торможения пучка в плазме с температурой выше  $1 \text{ кэВ}$  на несколько порядков короче кулоновской длины торможения и пробег пучка в твердой мишени составит долю миллиметра или несколько миллиметров. Этот результат можно считать вполне удовлетворительным с точки зрения проблемы нагрева мишени. Интересно заметить, что если  $D - T$  смесь окружена тяжелой оболочкой, то электронный пучок, легко проникая через оболочку, испытывает коллективное торможение только в смеси.

Остается рассмотреть сложную техническую задачу получения мощных релятивистских электронных пучков. Метод формирования пучков обычно состоит в разряде высоковольтной линии на плазменный катод, вблизи которого помещена заземленная тонкая фольга — анод. Образующаяся при этом в промежутке катод — анод плазма эмиттирует электроны, которые проходят сквозь анод — фольгу, и по другую сторону фольги пучок электронов движется уже через относительно редкую плазму, компенсирующую расталкивание пучка. Для получения пучков с силой тока до  $10^7 - 10^8 \text{ а}$  волновое сопротивление линии должно быть очень малым. Но этого можно достичь только уменьшением толщины изоляции линии, т. е. увеличением напряженности электрического поля в диэлектрике. Поток мощности через  $1 \text{ см}^2$  линии равен

$$w = c\varepsilon^{1/2} [E\hbar/4\pi].$$

В бегущей волне  $E = H$ , и

$$w = c\varepsilon^{1/2} E^2/4\pi.$$

Если  $E_m$  — предельная напряженность электрического поля в диэлектрике, то  $w_m$  есть предельно достижимая мощность линии. Известно, что  $E_m$  сильно увеличивается при укорочении времени действия напряжения на диэлектрик, поэтому для достижения максимальных мощностей линию следует заряжать импульсно и быстро разряжать на нагрузку. В настоящее время еще не ясно, какие диэлектрики наиболее подходящи для мощных линий. Однако вода кажется одним из перспективных изоляционных материалов, для которой  $E_m$ , возможно, достигнет  $10^7 \text{ в/см}$ , что отвечает  $w_m = 2 \cdot 10^{12} \text{ вт/см}^2$ . Поэтому такая линия с сечением  $s \approx 10^3 \text{ см}^2$  может создать мощность в нагрузке  $w_m \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ вт}$ . Линии такого размера нужно, вероятно, включать на полые катоды большого сечения и затем фокусировать пучки, как это было рассмотрено выше.

Каковы перспективы получения мощных электронных пучков? К сожалению, в нашей стране опыт работы с релятивистскими пучками мал, и трудно определить, когда он будет накоплен. Очень ориентировочно можно ожидать, что принципиальные вопросы фокусировки пучков будут решены в течение 70-х годов и за этот же срок созданы установки с мощностью до  $10^{13} - 10^{14} \text{ вт}$ . При таких мощностях будут возможны эксперименты по коллективным взаимодействиям в твердых мишенях.

Если к этому сроку по каким либо причинам электронные пучки окажутся более перспективными, чем лазеры, то можно думать, что к середине 80-х годов будет осуществлена экономически выгодная термоядерная реакция в форме микровзрывов и, возможно, цепная реакция.

Следует заметить, что может сложиться ситуация в пользу лазера или каждая из методик найдет свои области применения. Последнее очень вероятно, так как мощные лазеры и электронные пучки, безусловно, можно использовать и в других областях техники, и их широкое развитие в ближайшие годы неизбежно.

Таким образом, по очень приблизительным оценкам можно ожидать, что основные проблемы термоядерных микровзрывов могут быть решены в ближайшие 10—15 лет.

Вслед за этим, вероятно, последует очень быстрая утилизация микровзрывов для энергетики, космики и пр. так что к 2000 г. термоядерная энергетика может положить начало новой эпохе технического прогресса.

**Г. А. Смоленский.** Магнитная память для будущих поколений электронно-вычислительных машин. Современные способы записи и считывания информации в ЭВМ с помощью, как правило, ферритовых сердечников не позволяют решить задачи будущего. Возникает настоятельная необходимость в увеличении емкости и быстродействия запоминающих устройств (ЗУ) будущих поколений ЭВМ. В связи с этим в настоящее время интенсивно ведутся работы по применению ряда новых принципов для создания запоминающих устройств с использованием полупроводниковых интегральных схем, цилиндрических магнитных доменов, приборов с зарядовой связью, оптических явлений (терромагнитная, электрооптическая и другие виды записи, включая голографическую), сверхпроводников.

Фундаментальные исследования доменных структур и магнитооптических явлений, а также открытие новых видов магнитоупорядоченных сред<sup>1-7</sup> явились базой, на основе которой были созданы новые виды магнитной памяти.

1. Ц и л и н д р и ч е с к и е д о м е н ы. Оказалось, что в некоторых магнитных кристаллах можно получить изолированные цилиндрические домены малых размеров (несколько микрон)<sup>8-9</sup>. Такая доменная структура реализуется при приложении небольших внешних магнитных полей в тонких пленках с легкой осью, перпендикулярной поверхности пленки, когда поле магнитной кристаллографической анизотропии больше намагниченности насыщения. Цилиндрические домены могут перемещаться по кристаллу при наличии градиента магнитного поля. А. Бобек предложил использовать эти подвижные домены (за рубежом их называют магнитными пузырьками — babbles) в качестве носителей информации в логических и запоминающих устройствах большой емкости<sup>10</sup>. Сигналы, соответствующие «единицам» и «нулям», представляются присутствием или отсутствием доменов в определенных точках пластины.

Перспективы развития доменных устройств определяются их большой плотностью записи информации, малой потребляемой мощностью, достаточно большой скоростью считывания, малой стоимостью.

Для этих целей оптимальным набором свойств обладают эпитаксиальные пленки редкоземельных ферритов со структурой граната, относящиеся к классу ферритмагнетиков<sup>11-13</sup>.

В настоящее время разработаны методы: управления движением цилиндрических доменов (запись и сдвиг информации), генерирования доменов (вывод информации) и регистрации (детектирование) доменов<sup>14-15</sup>. Управление движением доменов включает в себя как контролируемое перемещение домена в плоскости кристалла, так и фиксацию его в определенных положениях — магнитооптические ловушки. Для этого применяются способы, основанные на взаимодействии доменов с неоднородными магнитными полями, создаваемые токовыми или ферромагнитными аппликациями. Генерация доменов осуществляется движением исходных доменов при использовании тех же несколько модифицированных аппликаций. Считывание информации производится различными методами: индукционным, гальваномагнитным и магнитооптическим, и магнитным зондом. Предпочтение отдается гальваномагнитным и магнитооптическим датчикам<sup>16-18</sup>.

Сейчас уже создан ряд регистров на цилиндрических доменах, например регистр сдвига на 1000 бит при плотности записи информации  $2,5 \cdot 10^5$  бит и скорости считывания  $3 \cdot 10^5$  бит/сек<sup>19</sup>.

2. Т е р м о м а г н и т н а я з а п и с ь сочетает оптический метод записи и считывания с магнитным методом хранения информации. С помощью лазера производится нагрев малого участка ферромагнитной пленки в присутствии перемещающего поля. В результате после охлаждения этого участка намагниченность меняет направление, тогда как остальная часть пленки не перемагничивается. Поскольку этот метод связан с локальным нагревом магнитной пленки, его называют терромагнитным. Для считывания используются магнитооптические эффекты. Впервые терромагнитную запись в 1958 г. осуществил Майер, нагревая пленки из MnBi электронным лучом<sup>20</sup>. В связи с созданием лазеров и прогрессом в области получения магнитных пленок этот метод привлекает большое внимание.

При записи лазерным лучом на магнитных пленках размер пятна ограничивается дифракцией света и в пределе может быть сравним с длиной волны света. Это позволяет достичь большой плотности записи информации,  $\sim 10^8$  бит/см<sup>2</sup>. При этом можно получить достаточно большую скорость записи и тем более скорость считывания. При считывании можно использовать лазер меньшей интенсивности, и поэтому считывание производится без нарушения записанной информации. Терромагнитная запись производится в точке Кюри, в точке компенсации, в точке перестройки магнитных структур, на пленках с полосовой структурой и др.

Оптические запоминающие устройства, в том числе термомангнитные, имеют большую будущность. Эти ЗУ обеспечивают возможность голографической формы записи. В пределе емкость голографического ЗУ может достигнуть  $10^{10}$  бит/см<sup>2</sup>. В перспективе переход к локальным системам с голографическим вводом и выводом информации сулит создание элементов для ЭВМ с огромным быстродействием.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Phys. Zs. Sowjetunion 8, 153 (1955).
2. С. В. Вонсовский, Магнетизм, М., «Наука», 1971.
3. С. А. Боровик-Романов, Антиферромагнетизм (серия «Итоги науки»), М., Изд-во АН СССР — ВИНТИ, 1962.
4. Г. А. Туров, Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, Изд-во АН СССР, 1963.
5. Г. С. Крипчик, М. В. Четкин, УФН 98, 1 (1969).
6. В. В. Еременко, А. П. Беляева, УФН 98, 27 (1969).
7. Г. А. Смоленский, Р. В. Писарев, Н. Н. Крайник, И. Г. Синий, Вестн. АН СССР, № 8, 62 (1969); Г. А. Смоленский, Р. В. Писарев, И. Г. Синий, УФН 99, 151 (1969).
8. R. C. Sherwood, J. P. Remeika, N. J. Williams, J. Appl. Phys. 30, 217 (1959).
9. C. Kooy, V. Enz, Philips Res. Rept. 15, 7 (1960).
10. A. H. Bobeck, Bell. System Techn. J. 46, 1901 (1967).
11. J. E. Mee, G. R. Pulliam, D. M. Heinz, J. W. Owens, P. J. Besser, Appl. Phys. Lett. 18, 60 (1971).
12. L. K. Shick, J. W. Nielson, A. H. Bobeck, A. J. Kurtzig, P. C. Michaelis, J. P. Reekstin, Appl. Phys. Lett. 18, 89 (1971).
13. L. K. Shick, J. W. Nielson, A. H. Bobeck, A. J. Kurtzig, P. C. Michaelis, J. P. Reekstin, J. Appl. Phys. 42, 1277 (1971).
14. A. H. Bobeck, R. F. Fisher, A. J. Perneski, J. P. Remeika, L. G. van Uitert, IEEE Trans. Magnet. MAG-5, 544 (1969).
15. F. S. Rossol, A. A. Thiele, J. Appl. Phys. 41, 1163 (1970).
16. В. К. Раев, Приборы и системы управления 8, 62 (1971).
17. W. Strauss, J. Appl. Phys. 42, 1251 (1971).
18. W. Strauss, Proc. IEEE 58, 1386 (1970) (см. перевод: ТИИЭР 58 (9), 65 (1970)).
19. A. H. Bobeck, Electron. Eng. 30, 36 (1971).
20. L. Mayer, J. Appl. Phys. 29, 1003 (1958).

**Н. А. Борисевич.** Длительная люминесценция сложных молекул в газовой фазе. Молекулярная спектроскопия и люминесценция были приняты одним из основных научных направлений Института физики АН БССР при его организации. Исследования по молекулярной спектроскопии, включая и лазерную спектроскопию, в настоящее время составляют значительный удельный вес в тематике Института. В настоящем докладе рассмотрены лишь отдельные вопросы спектроскопии многоатомных молекул в газовой фазе.

Исследования разреженных газов и паров позволяют получить сведения непосредственно о свойствах испускающих и поглощающих центров, не искаженных посторонней средой. С точки зрения спектроскопии молекул существенным является неравновесность распределения возбужденных молекул разреженных паров и газов не только по электронным, но и по колебательным состояниям. С другой стороны, постепенно изменяя собственную упругость паров или добавляя посторонние газы при различных давлениях, мы получаем возможность изучать последовательно колебательную релаксацию возбужденных молекул, а также роль среды в образовании спектрально-люминесцентных характеристик молекул. Эти и другие сведения необходимы как для создания теории люминесценции, так и для решения ряда практических задач.

Первые исследования люминесценции молекул в газовой фазе были выполнены Терениным и его учениками<sup>1</sup>. В дальнейшем систематические исследования спектроскопии газового состояния сложных молекул развивались в лаборатории Непорента<sup>2</sup>,<sup>3</sup> и в Институте физики АН БССР в нашей лаборатории<sup>4</sup>. Первоначально основные усилия направлялись на изучение флуоресценции — неравновесного свечения паров длительностью порядка  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  сек.

Основные результаты, полученные нашей лабораторией в этом направлении, следующие. Найдена связь между спектрами флуоресценции, спектрами квантового выхода и длительности молекул в газовой фазе и различными энергетическими характеристиками ансамбля возбужденных молекул. В частности, получены соотношения, устанавливающие связь между квантовым выходом флуоресценции, его зависимостью от температуры и энергии возбуждающего кванта и разностями средних энергий молекул, участвующих в процессах поглощения, испускания и в безызлучательных переходах. По экспериментальным данным о зависимости выхода от частоты и температуры,



которые оказались различными в разных электронных полосах поглощения, удалось определить упомянутые разности средних энергий и обсудить вопрос об активационном барьере безызлучательных переходов.

Последовательный учет статистического характера процессов испускания и поглощения позволил ввести в люминесценцию такие новые понятия, как эффективная энергия возбуждения, селективная энергия, эффективная энергия возбуждения флуоресцирующих молекул, и найти теоретически выражения, связывающие эти величины с температурной зависимостью коэффициента поглощения и интенсивности флуоресценции. Для молекул различной степени сложности получены экспериментально спектры эффективной энергии возбуждения, селективной энергии и эффективной энергии возбуждения флуоресцирующих молекул, которые существенно дополняют спектры поглощения и флуоресценции. Анализ этих своеобразных спектров позволил получить сведения о зависимости коэффициентов Эйнштейна от энергии исходного и конечного колебательных уровней комбинирующих электронных состояний, а также о виде функции распределения молекул. С точки зрения изучения энергетики молекул существенным является доказательство различия между эффективной энергией возбуждения, т. е. средней электронно-колебательной энергией, действительно приобретаемой молекулами в процессе возбуждения, и энергией возбуждающего кванта. Эти различия особенно велики в антистоксовой области.

Весьма плодотворным оказалось применение к исследованию возбужденных состояний молекул в разреженных парах универсального соотношения между спектрами люминесценции и поглощения<sup>5</sup>. На основе этого соотношения были разработаны методы определения температур возбужденных молекул, частоты инверсии и колебательной теплоемкости паров. Эти характеристики получены экспериментально для различных сложных и полусложных молекул. Из анализа их сделан вывод о том, что даже в случае сложных молекул, для которых характерны сплошные электронные спектры, возможны отклонения от полного перераспределения колебательной энергии по внутренним степеням свободы возбужденной молекулы. Впоследствии универсальное соотношение между спектрами люминесценции и поглощения было обобщено путем нахождения связи между этими характеристиками и выходом и длительностью люминесценции<sup>6</sup>.

Исследования в газовой фазе оказались существенными и для решения проблемы антистоксовой флуоресценции, являвшейся в течение ряда лет дискуссионной.

Эти вопросы детально рассмотрены в монографии «Возбужденные состояния сложных молекул в газовой фазе»<sup>4</sup>.

Дальше речь пойдет о длительном неравновесном свечении молекул в газовой фазе, время затухания которого порядка  $10^{-6}$ — $10^{-2}$  сек. Известны три вида длительного свечения паров:  $\alpha$ -фосфоресценция, или термически активированная замедленная флуоресценция,  $\beta$ -фосфоресценция и аннигиляционная замедленная флуоресценция, или кооперативная люминесценция. В последние годы интерес к исследованию длительных видов свечения молекул, несущих информацию об их триплетных состояниях, сильно возрос. Остановлюсь несколько подробнее лишь на поиске  $\alpha$ -фосфоресценции и на триплет-триплетном переносе энергии в газофазных системах.

Первое наблюдение длительного свечения паров многоатомных молекул было осуществлено Альми<sup>7</sup> для диацетила, которое лишь недавно правильно интерпретировано как  $\beta$ -фосфоресценция. Впоследствии Дикун обнаружил длительное свечение паров антрацена и фенантрена и посчитал, что оно является  $\alpha$ -фосфоресценцией<sup>8</sup>. Паркер и Хадчарт<sup>9</sup> показали, что наблюдаемое Дикуним длительное свечение не является  $\alpha$ -фосфоресценцией и назвали его аннигиляционной замедленной флуоресценцией.

В поисках  $\alpha$ -фосфоресценции паров мы пошли по несколько иному пути. Тщательное измерение спектров поглощения паров антрахинона и различных его производных показало, что у антрахинона и его  $\beta$ -производных имеется слабая полоса поглощения (интеграл Кравца ее равен  $10^6$  сек<sup>-1</sup>), возникающая за счет  $n \rightarrow \pi^*$ -перехода, локализованного в карбонильной группе  $C=O$ <sup>10</sup>. Была оценена косвенным путем, а затем измерена длительность люминесценции антрахинона. Она оказалась порядка  $10^{-4}$  сек. На рис. 1, а, б приведена схема уровней антрахинона и 4-фенилбензофенона, их полосы люминесценции и первые полосы поглощения. У бензофенона схема уровней аналогична антрахинону. Подобны и их спектральные характеристики. Длительное свечение паров этих молекул нельзя считать аннигиляционной замедленной флуоресценцией, так как зависимость интенсивности свечения от интенсивности возбуждающего излучения оказалась линейной, а не квадратичной. Кроме длительного свечения,  $\tau$  которого зависит от упругости паров, регистрируется слабая флуоресценция<sup>11</sup>. Длительное свечение интерпретировано нами как  $\alpha$ -фосфоресценция на следующем основании. Полоса фосфоресценции и длинноволновая полоса поглощения перекрываются. Спектр  $\beta$ -фосфоресценции паров диацетила не перекрывается со спектром поглощения (рис. 1, в). Из формул для квантового выхода  $\eta$  и длительности свечения  $\tau$  следует, что, в отличие от  $\beta$ -фосфоресценции,  $\gamma$  и  $\tau$   $\alpha$ -фосфоресценции не должны изменяться пропорционально при изменении температуры и что кинетика

тушения этих свечений кислородом различна. Экспериментальное изучение зависимости  $\gamma$  и  $\tau$  от температуры и тушения люминесценции диацетила и трех других молекул подтверждает, что в первом случае неравновесное излучение  $\beta$ -фосфоресценция, а во втором  $\alpha$ -фосфоресценция<sup>12, 13</sup>.

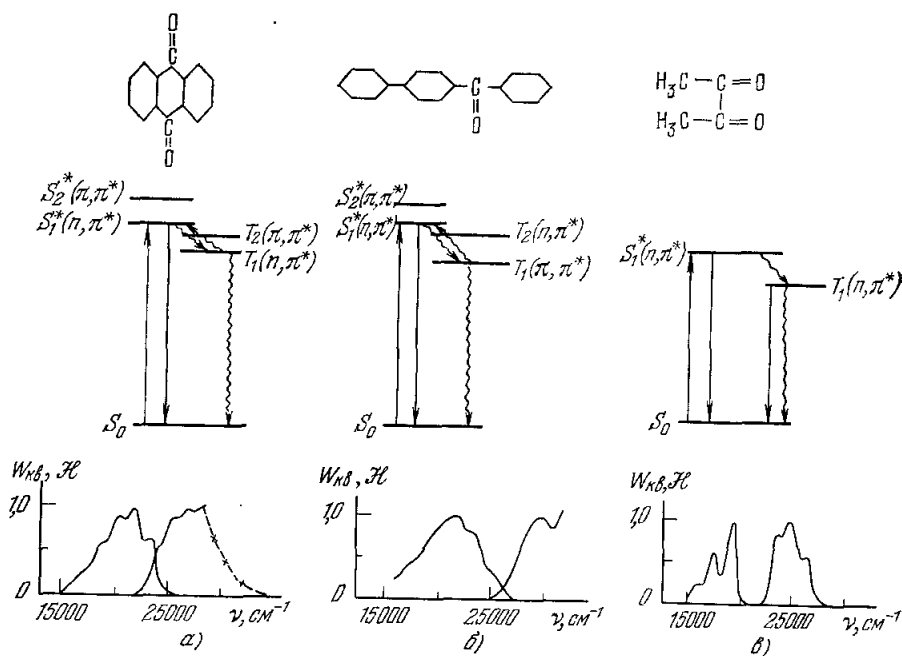


Рис. 1. Схемы электронных уровней энергии и спектры люминесценции  $W_{\text{кв}}$  и поглощения  $\kappa$  паров антрахинона (а), 4-фенилбензофенона (б) и диацетила (в).

Наконец, доказательством того, что длительное свечение паров антрахинона, бензофенона и 4-фенилбензофенона возникает в результате переходов между синглетным возбужденным уровнем и основным, служит совмещение в области частоты электронного перехода диаграмм комбинирующих состояний, построенных по спектрам фосфоресценции и поглощения, а также совпадение найденных по этим диаграммам частот электронного перехода<sup>14</sup>.

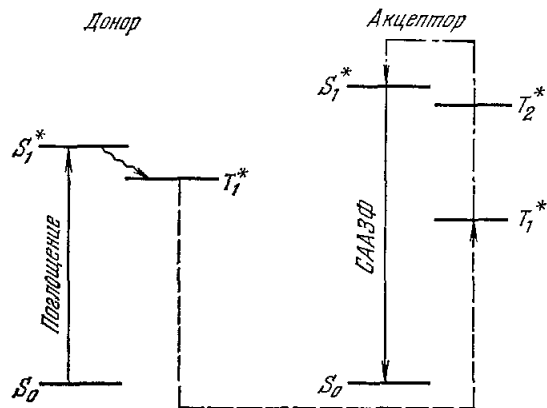


Рис. 2. Схемы электронных уровней донорно-акцепторной пары диацетил — антрацен.

торами энергии служили антрацен, 9, 10-диметилантрацен и 9,10-дифенилантрацен. Как известно, в газовой фазе антрацен испускает аннигиляционную замедленную флуоресценцию (АЗФ). Производные антрацена также испускают АЗФ.

Изучался триплет-триплетный перенос энергии от антрахинона, бензофенона и 4-фенилбензофенона на диацетил. Триплет-триплетным переносом энергии от карбонилсодержащих соединений на многоядерные ароматические молекулы мы воспользовались для получения сенсibilизированной антистоксовой аннигиляционной замедленной флуоресценции (СААЗФ) последних<sup>15</sup>. Схема уровней донорно-акцепторной пары, для которой должна наблюдаться СААЗФ, изображена на рис. 2. В качестве донора энергии был выбран диацетил, акцеп-

Если в кювете находятся только пары антрацена или его производных, то облучение их светом длины волны  $\lambda_{\text{в}} = 436 \text{ нм}$  не вызывает свечения, так как они не поглощают такие кванты. Если же в кювету ввести пары диацетила, то наблюдается свечение антрацена. Была измерена длительность этого свечения. Она оказалась порядка  $10^{-3} \text{ сек}$  и равной длительности АЗФ этих соединений. Ее интенсивность росла квадратично с ростом интенсивности возбуждающего излучения и с увеличением давления паров донора, т. е. наблюдаемое сенсibilизированное длительное свечение антраценом ничем не отличается от их АЗФ. Для примера на рис. 3 приведены спектры СААЗФ и обычной флуоресценции паров антрацена и 9,10-диметилаантрацена. Измерение спектров СААЗФ значительно проще, чем АЗФ, так как не требуется фосфороскопа, ибо при возбуждении СААЗФ короткоживущая флуоресценция, которая спектрально с ними совпадает, вовсе не возникает.

Так как спектры обычной флуоресценции разреженных паров отличаются для различных квантов возбуждающего излучения  $h\nu_{\text{в}}$ , путем сопоставления их со спектром СААЗФ и при учете того, что  $h\nu_{\text{в}} = 2E_{\text{т}}$ , можно найти  $E_{\text{т}}$ . У антрацена

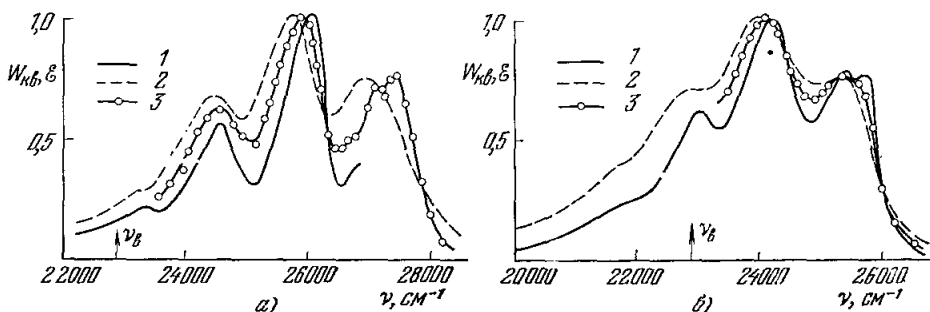


Рис. 3. Спектры флуоресценции (1, 2) и сенсibilизированной диацетилом антистоксовой аннигиляционной замедленной флуоресценции  $\epsilon$  (3) паров антрацена (а), 9,10-диметилаантрацена (б). (1 —  $\lambda_{\text{в}} = 365 \text{ нм}$ , 2 —  $\lambda_{\text{в}} = 313 \text{ нм}$ , 3 —  $\lambda_{\text{в}} = 436 \text{ нм}$ ).

спектр СААЗФ совпадает со спектром флуоресценции, возбужденным излучением  $\lambda_{\text{в}} = 334 \text{ нм}$  ( $\nu_{\text{в}} = 30\,000 \text{ см}^{-1}$ ). Следовательно, энергия нижнего триплетного уровня антрацена в газовой фазе  $E_{\text{т}}$  равна  $15\,000 \pm 500 \text{ см}^{-1}$ , что находится в хорошем согласии с данными, полученными другими методами.

В заключение остановимся на кинетике триплет-триплетного переноса энергии в газофазных системах и механизме возникновения СААЗФ. Для многих донорно-акцепторных пар в жидких растворах тушение триплетных состояний донора происходит с константой скорости, близкой к диффузионной. По-видимому, это является следствием затяжки встречи триплетной молекулы донора с молекулой акцептора (при одной встрече молекулы донора и акцептора испытывают многократные столкновения).

В газовой фазе такой затяжки встречи за счет влияния молекул среды нет, что позволяет определить эффективность передачи энергии от триплетной молекулы донора к молекуле акцептора на одно газокинетическое столкновение. Как показали исследования<sup>16</sup>, тушение фосфоресценции диацетила антраценом в газовой фазе описывается уравнением Штерна — Фольмера и найденное значение эффективности тушения фосфоресценции паров диацетила антраценом составляет 0,22.

Основной проблемой при изучении процессов переноса энергии является установление механизма бимолекулярных взаимодействий, происходящих при этом. Многочисленными исследованиями последних лет, главным образом работами Теренина и Ермолаева<sup>17-19</sup> показано, что процесс триплет-триплетного переноса электронной энергии происходит по обменному механизму.

Вопрос о природе межмолекулярных взаимодействий, ответственных за возникновение АЗФ, нельзя считать решенным. Ранее высказывалось несколько гипотез о механизме триплет-триплетной аннигиляции<sup>20</sup>. В частности, полагалось, что промежуточным этапом триплет-триплетной аннигиляции, приводящей к испусканию замедленной флуоресценции, является образование короткоживущих эксимеров. Поскольку образование эксимеров 9,10-дифенилантрацена из-за стерических препятствий невозможно<sup>21</sup>, сам факт существования аннигиляционного замедленного свечения

в парах этого вещества указывает на возможность такого механизма триплет-триплетной аннигиляции, при котором образование эксимера, как промежуточного продукта, не является обязательным. За возникновение АЗФ и СААЗФ, по-видимому, ответственны также обменно-резонансные взаимодействия:

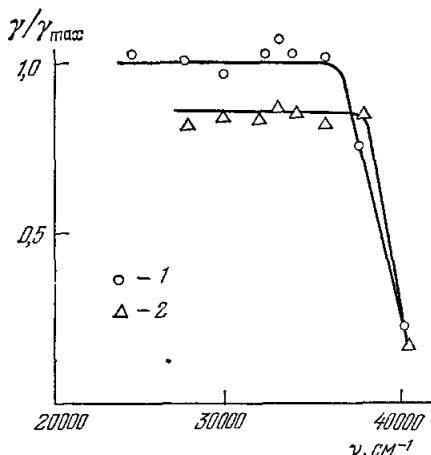


Рис. 4. Спектры квантового выхода люминесценции паров антрахинона (1) и бензофенона (2).

кул, что составляет более  $45\,000\text{ см}^{-1}$  для антрахинона и около  $50\,000\text{ см}^{-1}$  для бензофенона. Поэтому даже при достаточно эффективной триплет-триплетной аннигиляции квантовый выход их АЗФ будет мал, так как образовавшаяся в результате аннигиляции возбужденная молекула попадает в область энергий, соответствующих весьма интенсивной безызлучательной деградации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Теренин, Acta Phys. Pol. 5, 229 (1936).
2. Б. С. Непорент, ЖФХ 24, 1219 (1950); ЖЭФТ 21, 172 (1951).
3. Б. С. Непорент, Б. И. Степанов, УФН 43, 380 (1951).
4. Н. А. Борисевич, Возбужденные состояния сложных молекул в газовой фазе, Минск, «Наука и техника», 1967.
5. Б. И. Степанов ДАН СССР 112, 839 (1957); Л. П. Казаченко, Б. И. Степанов, Опт. и спектр. 2, 339 (1957).
6. Н. А. Борисевич, ДАН СССР 166, 313 (1966).
7. J. M. Almy, R. R. Gillette, J. Chem. Phys. 11, 188 (1943).
8. П. П. Дикун, ЖЭТФ 20, 193 (1950); Канд. диссертация (Ленинград, 1952).
9. C. A. Parker, C. G. Hatchard, Proc. Chem. Soc., 147 (1962).
10. Н. А. Борисевич, В. В. Грузинский, Изв. АН СССР, сер. физ. 24, 545 (1960).
11. Н. А. Борисевич, В. В. Грузинский, ДАН СССР 175, 852 (1967).
12. Н. А. Борисевич, В. В. Грузинский, А. А. Котов, Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 430 (1970).
13. А. А. Котов, Канд. диссертация (ИФ АН БССР, 1971).
14. В. А. Толкачев, Опт. и спектр. 20, 982 (1968).
15. Н. А. Борисевич, Г. Б. Толсторожев, А. А. Котов, ДАН СССР, 203, 553 (1972).
16. Н. А. Борисевич, А. А. Котов, Г. Б. Толсторожев, Изв. АН СССР, сер. физ. 36, 935 (1972).
17. А. Н. Теренин, Фотоника молекул красителей, М., «Наука», 1970.
18. В. Л. Ермолаев, сборник «Элементарные фотопроцессы в молекулах», М., «Наука», 1967.
19. В. Л. Ермолаев, и др. сборник «Молекулярная фотоника», М., «Наука», 1970.
20. C. A. Parker, The Triple State. Beirut Symposium, 1967, p. 353.
21. А. С. Черкасов, Н. С. Базилевская, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 8 (1965).
22. Н. А. Борисевич, А. А. Котов, ДАН БССР 14, 798 (1970).

**Б. И. Степанов.** Квантовые генераторы на сложных органических соединениях. Перспективность органических соединений типа красителей для получения генерации излучения была надежно обоснована сотрудниками Института физики АН БССР в 1964 г. Тогда же были предсказаны основные особенности ожидаемой генерации. В 1966 г. она была реализована экспериментально<sup>1</sup>. Как оказалось, способность к генерации является широко распространенным свойством сложных молекул. Только в Институте физики АН БССР изучено около 350 генерирующих соединений. К настоящему времени выявлены основные источники потерь энергии и ряд закономерностей, связывающих генерационные свойства молекул с их строением. Это позволяет вести направленный поиск молекул, перспективных для создания лазеров различного назначения. Зная оптические характеристики раствора, можно заранее рассчитывать параметры генерации (к. п. д., мощность, энергию, частоту и длительность). Результаты теории и эксперимента, там где они сопоставимы, практически совпадают. Измеряя параметры генерации, можно получить принципиально новую информацию о свойствах возбужденных состояний самих активных веществ.

Квантовые генераторы на органических соединениях обладают рядом специфических особенностей, которые обеспечивают им широкое применение для решения самых разнообразных научных и технических задач. Их основное свойство — возможность получить излучение любой длины волны в интервале 240—1118 нм<sup>2-4</sup>. В Институте физики АН БССР разработан прибор «Радуга», позволяющий осуществить плавную перестройку лазерного излучения во всей области от 360 до 1060 нм без замены источника накачки и элементов резонатора<sup>3</sup>. Крайне важна также возможность управления спектральными характеристиками генерации. Ширина спектра, генерируемого данным раствором, может изменяться по желанию экспериментатора в пределах шести порядков, от  $10^2$  до  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  нм<sup>1, 2, 5</sup>. Для сужения полосы используется введение в резонатор различных селективирующих элементов. Плавная перестройка частоты генерации осуществляется в пределах полосы люминесценции (до 100 нм) простым поворотом или смещением селективирующего элемента. Осуществлена также оперативная перестройка частоты с электронным управлением, что позволяет изменять частоту по заданному закону даже в период одного импульса генерации и тем самым вносить в излучение необходимую информацию.

Возможно также получение генерации с различными временными характеристиками. Во многих лабораториях работают генераторы на красителях, излучающие сверхкороткие ( $\sim 10^{-11}$  сек) импульсы света<sup>2</sup>. При накачке азотным лазером легко осуществляется генерация с большой частотой повторения импульсов (50—100 гц<sup>6</sup>). В Институте физики АН БССР опробован перестраиваемый лазер с частотой повторения до 50 гц с обычной ламповой накачкой<sup>7</sup>. В США осуществлена стационарная генерация при накачке аргоновым лазером<sup>8</sup>.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что при ламповом возбуждении энергетические характеристики генераторов на лучших красителях близки к характеристикам твердотельных лазеров. Наибольшая энергия ( $>100$  дж) получена пока в работах<sup>9</sup>.

В последнее время появилось сообщение о получении микрогенераторов в виде пленок и волокон, что существенно для интегральной оптики. Благодаря высокому коэффициенту усиления и широкой полосе органические соединения используются как усилители света.

Генераторы на органических соединениях уже сейчас находят значительное применение: в лазерной спектроскопии, нелинейной оптике, фотохимии и люминесценции, в спектроскопии высокого разрешения, при зондировании плазмы и атмосферы, в голографии, медицине и биологии, т. е. всюду, где необходима перестройка частоты лазерного излучения и воздействия на вещество в условиях одnofотонного или многофотонного резонанса. В дальнейшем практическое использование генераторов этого типа будет быстро расширяться.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Степанов, А. П. Рубинов, УФН 95, 45 (1968).
2. М. Басс, Т. Дейч, М. Вебер, УФН 105, 521 (1971).
3. М. М. Лойко, В. А. Мостовников, В. С. Моткин, Н. С. Казак, А. И. Рубинов, Б. В. Бокуть, Препринт ИФ АН БССР, Минск, 1971.
4. Б. В. Бокуть, Н. С. Казак, А. Г. Машенко, В. А. Мостовников, А. И. Рубинов, Письма ЖЭТФ 15, 26 (1972); VI Всесоюзная конференция по нелинейной оптике. Тезисы докладов, Минск, 1972.
5. D. Bradley, A. Durrant, G. Gale, M. Moore, P. Smith, IEEE J. Quantum Electron. 4, 707 (1968).
6. Г. А. Абакумов, А. П. Симонов, В. В. Фадеев, М. А. Касымджанов, Л. А. Харитонов, Р. В. Хохлов, Opto-Electron. 1, 205 (1969); J. Lankard, R. Gutfeld, IEEE, J. Quantum Electron. QE-5, 625 (1970).

7. А. Н. Рубинов, И. М. Корда, ПТЭ, № 6, 174 (1969).
8. M. Heger, H. A. Pike, Opt. Comm. 3, 65 (1971).
9. И. В. Антонов, С. А. Михнов, В. С. Прокудин, А. Н. Рубинов, Б. И. Степанов, Б. В. Скворцов, ЖПС 14, 151 (1971); Ф. Н. Балтанов, Б. А. Барихин, В. Г. Корнилов, С. А. Михнов, А. Н. Рубинов, Л. В. Суханов, Препринт ИФ АН БССР, Минск, 1971; В. А. Алексеев, И. В. Антонов, В. Е. Коробов, С. А. Михнов, В. С. Прокудин, Б. В. Скворцов, — Квантовая электроника, № 6, 100 (1971).

**Ф. И. Федоров**, Теория оптической активности кристаллов. Оптическая активность есть важнейшее проявление пространственной дисперсии, т. е. зависимости тензора диэлектрической проницаемости от волнового вектора. Долгое время <sup>1-4</sup> оптическая активность неразрывно связывалась с явлением *вращения плоскости поляризации* линейно поляризованного света, проходящего через среду в произвольном направлении (для активных изотропных сред и кубических кристаллов), либо в направлении оптических осей (для одноосных и двуосных активных кристаллов), с чем и связано другое ее название — *гиротропия*. На этом основании кристаллы планальных классов средних сингоний, в которых невозможно вращение плоскости поляризации ни для одного направления, относились к числу тех, которые не могут обладать свойством оптической активности <sup>1-4</sup>. Иная точка зрения была изложена в работах <sup>5, 6</sup>, а в статье <sup>7</sup> предложена схема эксперимента, позволяющего обнаружить проявления оптической активности у планальных кристаллов средних сингоний.

Электродинамика гиротропных сред характеризуется следующими материальными уравнениями:

$$D_i = \epsilon_{ik} E_k + \alpha_{ikl} \nabla_k E_l, \quad B_i = \mu_{ik} H_k + \beta_{ikl} \nabla_k H_l; \quad (1)$$

здесь тензоры третьего ранга  $\alpha_{ikl}$ ,  $\beta_{ikl}$  ответственны за гиротропию и, согласно <sup>5, 6</sup> (см. также <sup>8</sup>), отличие хотя бы одного из них от нуля необходимо и достаточно для того, чтобы среда была оптически активной. В книге <sup>8</sup> было положено  $\beta_{ikl} = 0$ , а для  $\alpha_{ikl}$  на основании принципа симметрии кинетических коэффициентов найдено условие

$$\alpha_{ikl} = -\alpha_{lki} = \epsilon_{ilm} \alpha_{mk} \quad (2)$$

( $\epsilon_{ilm}$  — символ Леви-Чивита), в результате чего уравнения (1) принимают вид

$$D = \epsilon E + [\alpha \nabla, E], \quad B = \mu H. \quad (3)$$

В работе <sup>5</sup> этот вопрос был рассмотрен с иных позиций. Ограничения на тензоры  $\alpha_{ikl}$ ,  $\beta_{ikl}$  были получены на основе требования, чтобы из уравнений связи (1) и уравнений Максвелла

$$\text{rot } E = -c^{-1} \dot{B}, \quad \text{div } B = 0, \quad (4a)$$

$$\text{rot } H = c^{-1} \dot{D}, \quad \text{div } D = 0 \quad (4b)$$

вытекал закон сохранения энергии в обычной форме

$$\text{div } S + \dot{w} = 0, \quad (5)$$

где  $S$  — вектор плотности потока энергии,  $w$  — плотность энергии. Оказалось, что отсюда для тензоров активности получается снова условие (2), в силу чего (1) принимает вид

$$D = \epsilon E + [\alpha \nabla, E], \quad B = \mu H + [\beta \nabla, H]; \quad (6)$$

при этом

$$S = \frac{c}{4\pi} [EH] - \frac{1}{8\pi} (\tilde{\alpha} [E\dot{E}] + \tilde{\beta} [H\dot{H}]), \quad w = \frac{1}{8\pi} (ED + HB), \quad (7)$$

где  $\tilde{\alpha}_{ik} = \alpha_{kik}$ . Общеизвестна роль вектора  $S$  в электродинамике, поэтому полученное для него в статье <sup>5</sup> новое выражение (7), отличное от обычного  $c [EH]/4\pi$ , представляет определенный интерес. Отметим, что в книге <sup>8</sup> энергетические соотношения для гиротропной среды вообще не рассматривались, а в книге <sup>9</sup> было использовано выражение (7) при  $\beta = 0$ . В работе <sup>10</sup> метод, изложенный в статье <sup>5</sup>, был применен к случаю движущихся оптически активных сред.

Однако в дальнейшем выяснилось, что соотношения (6) и (7) вместе с обычными граничными условиями (непрерывность на границе касательных компонент  $E$  и  $H$  и нормальных компонент  $D$  и  $B$ ) не обеспечивают баланса потоков энергии при отражении и преломлении света на границе гиротропной среды \*).

\*) Разумеется, эта трудность в полной мере относится к теории, изложенной в книге <sup>9</sup>, поскольку последняя основана на соотношениях (6) и (7).

Таким образом возникла необходимость изменять либо соотношения (6) и (7), либо граничные условия, либо и то и другое. Отсюда ясно, что в теории гиротропных сред мы сталкиваемся с рядом фундаментальных проблем, связанных с обобщением основных электродинамических соотношений.

Более детальное исследование показало, что удовлетворить закону сохранения энергии в форме (5) при уравнениях связи (1) можно не единственным путем. В работе <sup>5</sup> для этой цели использовались соотношения (1) в их исходном виде. Наряду с этим можно также, если разложить тензоры  $\alpha_{ikl}$  и  $\beta_{ikl}$  на части симметричную и антисимметричную по индексам  $kl$ , выделить операцию  $\text{rot}$  и использовать в (1) уравнения Максвелла (4). Путем применения такой процедуры к уравнениям (1), (4) в работе <sup>11</sup> были получены соотношения \*)

$$\mathbf{D} = \varepsilon (\mathbf{E} + \alpha \text{rot } \mathbf{E}), \quad \mathbf{B} = \mu (\mathbf{H} + \tilde{\alpha} \text{rot } \mathbf{H}), \quad (8)$$

при соблюдении закона сохранения энергии (5), в котором

$$S = (c/4\pi) [\mathbf{E}\mathbf{H}], \quad w = (1/8\pi) (\mathbf{D}\varepsilon^{-1}\mathbf{D} + \mathbf{B}\mu^{-1}\mathbf{B}). \quad (9)$$

В этом случае баланс потоков энергии при падении света на границу гиротропной среды выполняется при использовании обычных граничных условий

$$[\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2, \mathbf{n}] = 0, \quad (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) \mathbf{n} = 0, \quad (10)$$

$$[\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2, \mathbf{n}] = 0, \quad (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) \mathbf{n} = 0, \quad (11)$$

где  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности раздела.

В уравнениях связи (8), как и в (3), свойства гиротропии определяются в самом общем случае кристалла произвольной симметрии одним тензором  $\alpha$ , т. е. девятью параметрами. В работе <sup>13</sup> было показано, что между формулами (3) и (8) можно установить взаимное соответствие, по крайней мере с точностью до членов первого порядка относительно малых величин  $\alpha$ .

В связи с этим особо подчеркнем тот известный факт, что уравнения Максвелла (4) сами по себе заведомо не могут однозначно определять векторы  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{D}$ . Действительно, легко видеть, что векторы

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + c^{-1}\dot{\mathbf{P}}, \quad \mathbf{B}' = \mathbf{B} - \text{rot } \mathbf{P}, \quad \mathbf{H}' = \mathbf{H} + c^{-1}\dot{\mathbf{Q}}, \quad \mathbf{D}' = \mathbf{D} + \text{rot } \mathbf{Q} \quad (12)$$

будут удовлетворять тем же уравнениям (4), что и  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{D}$ , при совершенно произвольных векторных полях  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{Q}$ . Таким образом, пока не заданы уравнения связи, мы, строго говоря, не можем приписать векторам поля, входящим в уравнения Максвелла (4), вполне определенный смысл. Следуя <sup>13</sup>, положим в соотношениях (12)  $\mathbf{P} = 0$ ,  $\mathbf{Q} = \tilde{\alpha}\mathbf{D}$ . Если использовать (8) и пренебречь членами, квадратичными по  $\alpha$ , можно разрешить (12) относительно нештрихованных величин и после подстановки в (8) — (11) получить уравнения связи, закон сохранения энергии и граничные условия, выраженные через  $\mathbf{E}'$ ,  $\mathbf{B}'$ ,  $\mathbf{H}'$  и  $\mathbf{D}'$  \*\*). В результате получим

$$\mathbf{D}' = \varepsilon \mathbf{E}' + \tilde{\beta} \text{rot } \mathbf{E}' + \text{rot } \beta \mathbf{E}', \quad \mathbf{B}' = \mu \mathbf{H}' \quad (\beta = \tilde{\alpha}\varepsilon), \quad (13)$$

$$S = \frac{c}{4\pi} \left[ \mathbf{E}', \mathbf{H}' - \frac{1}{c} \beta \dot{\mathbf{E}}' \right], \quad w = \frac{1}{8\pi} \left\{ \mathbf{E}' \left( \varepsilon \mathbf{E}' - \frac{2}{c} \tilde{\beta} \dot{\mathbf{B}}' \right) + \mathbf{H}' \mathbf{B}' \right\}, \quad (14)$$

$$[\mathbf{E}'_1 - \mathbf{E}'_2, \mathbf{n}] = 0, \quad (\mathbf{B}'_1 - \mathbf{B}'_2) \mathbf{n} = 0, \quad (15)$$

$$[\mathbf{H}'_1 - \mathbf{H}'_2, \mathbf{n}] = \frac{1}{c} [\beta_1 \dot{\mathbf{E}}'_1 - \beta_2 \dot{\mathbf{E}}'_2, \mathbf{n}], \quad \mathbf{n} (\mathbf{D}'_1 - \mathbf{D}'_2) = \mathbf{n} \text{rot } (\beta_1 \mathbf{E}_1 - \beta_2 \mathbf{E}_2). \quad (16)$$

Можно показать, что если вместо  $\beta$  ввести другой тензор  $\gamma$ :  $\gamma = \text{Sp } \beta - \beta$ , то первое из уравнений (13) принимает вид  $\mathbf{D}' = \varepsilon \mathbf{E}' + [\gamma \nabla, \mathbf{E}']$ , т. е. мы получим уравнения связи (3). Итак, согласно <sup>13</sup>, мы можем перейти от (8) <sup>11</sup> к (3) <sup>8</sup> путем переопределения векторов  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{D}$ . При переопределении  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  <sup>13</sup> получается еще один вариант соотношений (13) — (16), и таких вариантов можно построить сколько угодно.

В работе <sup>14</sup> показано, что к соотношениям (13) — (16) можно также прийти не путем переопределения уравнений (8) — (11), а непосредственно, исходя из закона сохранения энергии (5) и уравнений связи в форме  $D_i = \varepsilon_{ikl} E_k + \alpha_{ikl} \nabla_k E_l + \nabla_k \beta_{ikl} E_l$ ,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  таким же методом, как в работе <sup>11</sup>. При этом граничные условия (15), (16) получаются с помощью обычного приема — интегрирования по контуру вблизи границы раздела. Эти расчеты еще раз убедительно подтверждают непротиворечивость

\*) Одновременно и независимо аналогичные результаты значительно более сложным путем были получены в работе <sup>12</sup>.

\*\*) При этом, например, уравнение  $\mathbf{D}' = (1 + \nabla \cdot \tilde{\alpha}) \mathbf{D}$  разрешается в виде  $\mathbf{D} = (1 - \nabla \cdot \tilde{\alpha}) \mathbf{D}'$  и т. д. ( $\nabla \cdot \mathbf{F} = \text{rot } \mathbf{F}$ ).

и взаимосвязанность приведенных выше соотношений, а также то обстоятельство, что условие сохранения энергии в обычной форме (5), впервые примененное в работе <sup>5</sup>, играет основную роль при феноменологическом построении электродинамики гиротропных сред. По-видимому, эта роль сохранится и при других обобщениях электродинамики.

Выше отмечалось, что путем переопределения векторов поля можно получить множество вариантов электродинамики гиротропных сред, отличающихся видом уравнений связи, соответствующими выражениями для  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{w}$  и формой граничных условий. При этом смысл векторов поля, входящих в основные уравнения Максвелла (4), может быть различным. Феноменология не дает возможности для однозначного выбора из различных формулировок, однако и в ее рамках следует отдать предпочтение, ввиду простоты и симметрии, соотношениям (8) — (11). Последние характеризуются обычным видом граничных условий и вектора  $\mathbf{S}$  (а формально — и  $\mathbf{w}$ ). Весьма существенной чертой этой формулировки является то, что гиротропия на равных правах входит в электрическое и магнитное уравнения связи. Иными словами, если она есть, то соответствующие члены обязательно следует учитывать и в  $\mathbf{D}$ , и в  $\mathbf{B}$ . Сверх того, в работе <sup>15</sup> на основе детального микроскопического квантовомеханического рассмотрения было показано, что уравнения связи должны иметь форму (8)\*. Тем самым соотношения (8) — (11) получают решающее обоснование, и, как нам представляется, вопрос об основных уравнениях электродинамики гиротропных сред в настоящее время, по-видимому, можно считать в значительной мере выясненным.

В докладе <sup>16</sup> В. Л. Гинзбург предлагает несколько иной вариант уравнений связи. В. Л. Гинзбург воспользовался полученным в статье <sup>13</sup> общим уравнением (13) для частного случая изотропной среды, слегка видоизменив его, а именно — написав в виде  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + \delta_I \text{rot } \mathbf{E} + \text{rot } \delta_{II} \mathbf{E}$ . Из уравнения (13) в случае изотропной среды следует  $\delta_I = \delta_{II}$ . При этом условие сохранения энергии имеет обычный вид (5). В. Л. Гинзбург предлагает считать  $\delta_I \neq \delta_{II}$ , при этом в уравнении энергии появляется добавочный член неизвестной природы, который приходится связывать с выделением энергии на границе. Каких либо физических обоснований для такого выделения энергии на поверхности (никогда не наблюдавшегося в прозрачных гиротропных средах) не приводится. Заметим, что если такой подход применить к случаю кристаллов, то вместо одного тензора  $\beta$  придется взять два:  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , т. е. вместо 9 констант — 18. Предположение В. Л. Гинзбурга противоречит <sup>8</sup>, а также результатам микротории <sup>15</sup>. Причины, побуждающие к такому искусственному и весьма существенному усложнению уже имеющейся теории, удовлетворяющей всем основным требованиям, остаются полностью неясными.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Оптика, Киев — Харьков, ГНТИУ, 1937.
2. F. R o s k e l s, Lehrbuch der Kristalloptik, Lpz., 1906.
3. G. S z i w e s s y, Handbuch der Physik, Bd. 20, 1929.
4. А. В. Шубников, Основы оптической кристаллографии, М., Изд-во АН СССР, 1958.
5. Ф. И. Федоров, Опт. и спектр. 6, 85 (1959).
6. Ф. И. Федоров, *ibid.*, стр. 388.
7. Ф. И. Федоров, Б. В. Бокуть, А. Ф. Константинова, Кристаллография 7, 910 (1962).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957.
9. В. М. Аграпович, В. Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., «Наука», 1965.
10. М. Магвап, Чехосл. фпз. ж. 10, 771 (1960).
11. Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков, Ф. И. Федоров, Кристаллография 15, 1002 (1970).
12. В. Н. Александров, Кристаллография 15, 996 (1970).
13. Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков, ЖЭТФ 16, 1808 (1971).
14. Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков, Ф. И. Федоров, Н. А. Хило, Кристаллография 18, вып. 2 (1973).
15. Н. Накапо, Н. Кимига, J. Phys. Soc. Japan 27, 519 (1969).
16. В. Л. Гинзбург, см. этот же выпуск УФН, стр. 749.
17. Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков, Ф. И. Федоров, К электродинамике оптически активных сред. Препринт ИФ АН БССР, 1970.

\*) Работа <sup>15</sup> стала нам известна лишь после опубликования статьи <sup>11</sup>. Интересно отметить, что сравнительно громоздкое, по необходимости, рассмотрение в работе <sup>15</sup> дает те же результаты, вывод которых из феноменологических соображений занимает в статье <sup>11</sup> всего около 15 строк.



**Н. Н. Сирота.** Распределение электронной и спиновой плотностей и физические свойства кристаллов. Структура, физические свойства кристаллов, в том числе полупроводников и полуметаллов, о которых преимущественно шла речь в докладе, определяются характером и энергией межатомного взаимодействия. Широко распространенную зонную теорию твердого тела в этой связи можно рассматривать лишь как элемент общей теории химической связи. По-видимому, следует согласиться с Коулсоном о том, что определение связей в любой молекуле и в кристалле заключается просто в описании распределения в них электронов.

Наиболее прямыми методами определения функций распределения электронной плотности в кристалле являются методы изучения рассеяния рентгеновских лучей, электронов и нейтронов. Поскольку значение электронной плотности в кристалле в данной точке  $\rho(x, y, z)$  численно равно квадрату модуля волновой функции  $|\psi(x, y, z)|^2$ , очевидно, что экспериментально найденная функция распределения электронной плотности вместе с тем является функцией квадрата собственных волновых функций.

Экспериментально найденные функции распределения электронной и спиновой плотности позволяют при использовании методов квантовой механики уточнить вид собственных волновых функций, отчасти разделить волновые функции по орбиталям атомов и с помощью аппарата квантовой механики найти корреляции между функциями распределения волновой, спиновой плотности и рядом физических свойств и даже произвести количественные вычисления величин некоторых из этих свойств.

На возможность нахождения функций распределения электронной плотности в кристалле по рассеянию рентгеновских лучей указывал еще Брэгг. Первые систематические эксперименты и расчеты в нашей стране были выполнены Н. В. Агеевым, а также В. Е. Лошкаревым.

В последние годы развиты экспериментальные методы, позволяющие значительно повысить точность измерений и расчетов.

В Институте физики твердого тела и полупроводников АН БССР проведены работы по экспериментальному определению формфакторов рассеяния рентгеновских лучей, электронов, нейтронов, структурных факторов и функций распределения электронной и спиновой плотностей на основе измерений абсолютных интенсивностей брэгговского рассеяния. При этом также определялись величины температурных факторов, находились среднеквадратичные смещения ионов различных сортов и учитывалась анизотропия их колебаний. Как правило, объем колебаний ионов в кристалле имел форму сферы или эллипсоида. Подсчет функций распределения электронных и спиновых плотностей в кристалле осуществлялся по экспериментально найденным функциям атомного рассеяния (формфакторам), приведенным к абсолютному нулю температуры и к состоянию покоящихся атомов при элиминировании нулевых колебаний.

Функции распределения электронной плотности при этом находились путем разностного трехмерного фурье-синтеза — суммирования трехмерных рядов Фурье, в которых брались разности структурных амплитуд, строго вычисленных для известной заданной функции распределения преимущественно внутренних электронов, возможно близкого к действительному, и экспериментально найденных структурных амплитуд. При таком методе подсчета суммируются небольшие разности, образующие сравнительно быстро сходящиеся ряды, и полностью устраняются эффекты обрывов ряда. Разработанные в Институте экспериментальные методы измерений и способы подсчетов дают сравнительно высокие точности. Погрешности составляют величину порядка 2—3%, а выраженные в абсолютных величинах — порядка 0,1—0,05 эл/Å<sup>3</sup>. Для кристаллов элементов IV группы, соединений A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> со структурами алмаза, сфалерита, вюрцита были построены карты распределения электронной плотности. Разработанные экспериментальные методы позволили сравнительно четко выделить мостики  $sp^3$ -связи в кристаллах со структурой алмаза и сфалерита, найти в кристаллах области с пониженной электронной плотностью.

Для ряда веществ, например C, Si, Ge, и некоторых соединений типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> найдены функции распределения потенциала в решетке, построены карты распределения потенциала для различных плоскостей. Значения среднего потенциала, пропорциональные диамагнитным восприимчивостям, находятся в хорошем согласии с независимыми магнитными измерениями.

Эффективные заряды ионов определялись путем интегрирования электронной плотности в объеме ионов в границах, проведенных по картам электронных плотностей, путем сопоставления теоретических структурных амплитуд для нейтральных атомов с амплитудами, определенными экспериментально, а также путем определения коэффициента ионности  $\lambda$ , полагая, что волновая функция складывается из функций компонентов,  $\psi = \psi_A + \lambda\psi_B$ . Полученные указанными тремя путями результаты оценок близки между собой и совпадают по знакам. Величины эффективных зарядов ионов определены для большинства соединений типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>. При этом установлено,

что ионы АIII всегда положительны. Для исследованных соединений типа АIIIВV величины ионности  $\lambda$  лежат в пределах 0,745—0,715. Развита метод определения по рентгенограммам (по экспериментально найденным формфакторам  $f$ ) диа- и парамагнитных составляющих магнитной восприимчивости элементов со структурой алмаза и соединений со структурой сфалерита с ионным и полупроводниковым (ионно-ковалентным) типами связи.

Полученные результаты раздельного определения диа- и парамагнитной составляющих магнитной восприимчивости находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Разработка и развитие метода разделения парамагнитной и диамагнитной составляющих по значениям атомнорассеивающих факторов представляет значительный интерес для проблемы химической связи, на что ранее указывал Я. Г. Дорфман.

Величина парамагнитной ван-флековской составляющей магнитной восприимчивости характеризует анизотропию  $sp^3$  мостиков ковалентной связи. В частности, для соединений типа АIIIВV наряду с оценкой магнитной восприимчивости разделение диа- и парамагнитных составляющих магнитной восприимчивости по  $f$ -кривым позволило дать метод определения поляризуемости ионов по данным рентгеновского анализа. Заслуживает внимания возможность определения и характеристики величины ионных радиусов по картам распределения электронной плотности.

Несомненный интерес представляет анализ возможностей определения упругих констант кристаллической решетки и фононных спектров по функциям распределения электронной плотности.

Нами рассмотрены два метода оценок упругих констант: метод, основанный на статистической модели атома, и метод, развитый в приближении теории молекулярных орбит. Оба метода пока не привели к хорошим количественным соглашениям с экспериментальными данными, но полученные качественные результаты являются обнадеживающими.

Полагая, что полная энергия  $U_{12}$  парного взаимодействия атомов в решетке алмаза складывается из кулоновской  $U_C$ , обменной  $U_a$ , кинетической  $U_K$  составляющих энергии, и выражая их в пределах статистической теории атомов через электронную плотность, имеем

$$U_{12} = \frac{Z_1 Z_2}{\delta} - e^2 \int \left( \frac{Z_1 \rho_2}{r_1} + \frac{Z_2 \rho_1}{r_2} \right) dV + \kappa_A \int [(\rho_1 + \rho_2)^{5/3} - \rho_1^{5/3} - \rho_2^{5/3}] dV - \\ - \kappa_A \int [(\rho_1 + \rho_2)^{4/3} - \rho_1^{4/3} - \rho_2^{4/3}] dV \dots,$$

причем для решетки алмаза  $C_{11} - C_{12} = \frac{1}{\Omega} \frac{\partial U_{12}}{\partial \delta} \frac{a}{\sqrt{3}}$ . Путем подстановки экспериментального значения  $\rho(x, y, z)$  были найдены упругие и силовые константы для  $C_{\text{алмаз}}$ , Si, Ge и ряда соединений АIIIВV и вычислены фононные спектры.

Магнитные свойства кристаллов ферро- и ферримагнетиков обусловлены распределением электронной плотности всех электронов и в особенности части  $3d$ -электронов с нескомпенсированными спинами. По экспериментально определенным формфакторам рентгеновского рассеяния и магнитного когерентного рассеяния нейтронов были подсчитаны функции суммарного распределения электронной плотности и распределения плотности электронов с нескомпенсированными спинами для никеля, железа, окиси марганца, арсенида, антимонида и висмута марганца и др. Были выяснены соотношения между суммарными распределениями электронной плотности и распределениями плотности электронов с нескомпенсированными спинами (облако таких электронов расположено внутри суммарного электронного облака). Установлены корреляции степени перекрывания спиновой плотности и температуры магнитного перехода (обменной энергии): с увеличением степени перекрывания Mn — Mn снижается температура перехода в фазу MnBi — MnSb — MnAs. Нейтроннографическими методами были построены магнитные фазовые диаграммы твердых растворов MnAs — MnSb и магнитная фазовая  $pT$ -диаграмма MnAs. При этом была установлена связь изменения температуры магнитного и электронного перехода  $\alpha_{\text{ФМ}} \rightleftharpoons \beta_{\text{ПМ}}$  со степенью перекрывания  $3d$ -электронных орбиталей.

Превращение  $\alpha \rightarrow \beta$ -типа сопровождается перераспределением электронной плотности и изменением степени перекрывания орбиталей. Это приводит к предположению о возможности излучения при  $\beta \rightarrow \alpha$ -превращениях.

С другой стороны, совместно с Г. А. Говором было установлено, что возбуждение световой пакачкой сопровождается магнитным фазовым переходом из ферромагнитного состояния  $\alpha_{\text{ФМ}}$  в парамагнитное  $\beta_{\text{ПМ}}$ .

Этот эффект находит термодинамическое объяснение. Понижение равновесной температуры магнитного перехода при возбуждении ферромагнитной фазы, сопровождающемся повышением свободной энергии на величину  $\Delta Z$ , при энергии перехода  $Q$

определяется соотношением  $\Delta T = Q\Delta Z/T_K$ . В случае фазовых переходов, при которых паряду с незначительным безызлучательным превращением имеет место излучательный переход, частота излучения будет  $\nu = (Q - q)/h$ , где  $q = \gamma Q$ ,  $Q$  — энергия перехода, имеющего безызлучательный характер.

Так как при электронном возбуждении, вызванном, например, оптической накачкой, ионы разбухают, увеличиваются в размерах и происходит перераспределение электронной плотности, это явление сопровождается возрастанием диамагнитной составляющей магнитной восприимчивости.

В проведении изложенных выше исследований принимали участие Е. М. Голодков, И. М. Олехнович, А. У. Шелег, Г. А. Говор, Э. А. Васильев и Г. И. Маковецкий.

**Л. И. Киселевский.** Вопросы спектроскопии низкотемпературной плазмы. Сфера научных и технических приложений низкотемпературной плазмы (температура до  $10^5$  °K) в настоящее время непрерывно расширяется. С плазмой связано развитие таких перспективных направлений, как газоразрядные и газодинамические лазеры, обработка материалов плазменными струями, плазмохимия, плазменные двигатели и преобразователи энергии. Низкотемпературная плазма может образовываться как среда, сопутствующая некоторым физическим явлениям: мощному взрыву, движению тел с гиперзвуковыми скоростями в атмосфере.

Успех применения плазмы неразрывно связан с развитием и совершенствованием методов ее исследования и диагностики. Среди последних особое место принадлежит спектроскопическим методам, которые являются бесконтактными и позволяют определять с большим временным и пространственным разрешением важнейшие параметры плазмы.

Спектроскопические методы исследования основаны на использовании оптических характеристик атомов, ионов и простейших молекул в отсутствие и при наличии взаимодействия с окружающими их в плазме тяжелыми частицами и электронами. К таким характеристикам относятся силы осцилляторов оптических переходов, контуры спектральных линий, сечения поглощения и испускания при свободно-свободных и свободно-связанных переходах и др. Эти же спектроскопические характеристики служат для рассмотрения вопросов лучистого переноса энергии в плазме.

Развитие спектроскопии плазмы шло в последнее время как по пути создания и совершенствования общих теоретических и экспериментальных основ<sup>1, 2</sup>, так и по пути разработки методов исследования конкретных плазменных образований.

В Институте физики АН БССР разработаны экспериментальные плазменные установки, предназначенные для проведения разнообразных спектроскопических измерений в широком диапазоне термодинамических параметров (температура от  $3 \cdot 10^3$  до  $10^6$  °K, давление от малых долей тора до  $10^2$  атм), состава плазмы (одноэлементная и многоэлементная с заданной пропорцией содержания компонент) и скоростей направленного движения плазмы (от покоящейся до сверхзвуковой с числами Маха до 10).

Основные установки созданы на основе стабилизированных газовыми потоками и твердыми стенками электрических разрядов непрерывного и импульсного режимов<sup>3, 4</sup>, а также на основе лазерных методов получения плазмы и плазменных потоков<sup>5</sup>.

Применительно к указанным установкам были разработаны методы определения спектроскопических характеристик плазмы в целом, а также ее отдельных компонент. Впервые предложен экспериментальный метод определения вероятностей оптических переходов в ионах промежуточных степеней ионизации (до 4—5 степени ионизации). Определены также вероятности электронных переходов в некоторых двухатомных молекулах, активно участвующих в радиационных процессах в плазме газов и газовых смесей при температуре до  $10^4$  °K, а также сечения процессов, приводящих к непрерывному излучению и поглощению в плазме.

Для случая неравновесной плазмы рассматривались процессы, приводящие к заселению и опустошению различных энергетических состояний. Полученные результаты были положены в основу развития и создания новых спектроскопических методов диагностики низкотемпературной плазмы. Особое внимание уделено методам диагностики по контурам спектральных линий, по непрерывному спектру, по отношению интенсивностей запрещенных линий, а также линий, начинающихся с уровней, подверженных автоионизации<sup>6</sup>. Для каждого из рассмотренных методов определены условия и границы применимости с учетом возможных отступлений от выполнимости условий локального термодинамического равновесия.

В дополнение к спектроскопическим разрабатывались также конкретные лазерные методы диагностики, основанные на измерениях поглощения, рассеяния и различных интерференционных эффектов в плазме. Сочетание этих методов позволило значительно повысить надежность измерений и расширить полную измеряемых параметров.

Применение разработанных методов диагностики для целей контроля режимов работы плазменных установок потребовало также создания специальной малогабарит-

ной спектральной аппаратуры, пригодной для работы в стендовых и производственных условиях. Нами разработано несколько типов таких приборов с фотографической и фотоэлектрической регистрацией спектров.

Широта охвата физических параметров на созданных плазменных установках обеспечила возможность близкого моделирования в лабораторных условиях различного рода плазменных образований естественной и искусственной природы, труднодоступных для непосредственных экспериментальных исследований. К таким образованиям, в частности, относится плазменная оболочка, возникающая вокруг тел больших размеров, движущихся в плотных слоях атмосферы с гиперзвуковыми скоростями (например, полет метеорита сквозь атмосферу Земли <sup>7</sup>).

В лабораторных условиях удалось смоделировать основные плазменные зоны сложной картины обтекания (область сжатого слоя за фронтом ударной волны, состав которой определяется составом набегающего потока; область пограничного слоя, содержащую продукты термического разрушения обтекаемого тела; область высокотемпературного следа с малой плотностью частиц).

Это позволило получить важную информацию о радиационных свойствах плазменной оболочки, существенно определяющей условия движения тела и его тепловой режим, а также рассмотреть вопросы применимости спектроскопических методов для целей ее диагностики.

Сравнение спектров, полученных при наблюдении реальной картины гиперзвукового обтекания, с наблюдаемыми на лабораторных установках подтвердило обоснованность и перспективность модельных спектроскопических исследований сложных плазменных образований, в том числе и подобных «огненному следу метеорита».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г р и м, Спектроскопия плазмы, М. Атомиздат, 1969.
2. И. И. С о б е л ь м а н, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
3. Е. А. Е р ш о в - П а в л о в, Л. И. К и с е л е в с к и й, В. Д. Ш и м а н о в и ч, ИФЖ 16, 1101 (1969).
4. В. А. Б о л д а р ь, Л. И. К и с е л е в с к и й, Е. П. Т р у х а н, сборник «Вопросы физики низкотемпературной плазмы», Минск, «Наука и техника», 1970.
5. Л. Я. М и н ь к о, Получение и исследование импульсных плазменных потоков, Минск, «Наука и техника», 1970.
6. Л. И. Г р е ч и х и н, М. А. Е л ь я ш е в и ч, Л. И. К и с е л е в с к и й, Тр. Международного симпозиума по свойствам и применению низкотемпературной плазмы, М., «Мир», 1967.
7. В. А. Б р о н ш т ь н, Проблемы движения в атмосфере крупных метеоритных тел, М., Изд-во АН СССР, 1963.

**Л. В. Володько.** Спектры и кинетика люминесценции актинидов. Спектрально-люминесцентные свойства соединений актинидов в двух- и трехвалентном состоянии относительно полно могут быть интерпретированы путем использования аналогии с соединениями лантанидов. При анализе спектров соединений актинидов высшей валентности такой подход существенно ограничен. В настоящее время можно считать установленным, что специфика ряда физико-химических свойств этих соединений обусловлена участием в валентных взаимодействиях электронов *f*-оболочки, что не имеет места для элементов предыдущей части таблицы Менделеева. Предложенные рядом авторов варианты классификации электронных состояний соединений шести- и пятивалентных актинидов в разной степени учитывают эту особенность валентных взаимодействий, однако применение предложенных ими схем к интерпретации электронных спектров встречается с существенными расхождениями между результатами теоретических оценок и эксперимента. Коррекция упомянутых классификаций затруднена отсутствием каких-либо данных о характере переходов между разными электронными состояниями.

Поглощение света в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра пяти- и шестивалентными актинидами обусловлено в основном возбуждением электронов валентных оболочек молекул. Спектры этой области при определенных условиях разрешаются на несколько серий полос. Каждая из серий обусловлена переходами на электронно-колебательные уровни отдельных возбужденных состояний. Положение последних в шкале частот смещено друг относительно друга в пределах 700—3000  $\text{см}^{-1}$ . Величина смещения зависит от атомного номера иона-комплексобразователя, структуры координационной сферы и природы лигандов <sup>1</sup>.

Как было показано в работе <sup>2</sup>, многие особенности спектров соединений актинидов высшей валентности получают удовлетворительное объяснение при учете заряда ядра иона-комплексобразователя. Это позволяет сконцентрировать основное внимание на интерпретации спектрально-люминесцентных характеристик соединений уранила с последующей экстраполяцией полученных результатов на изоструктурные соединения трансурановых элементов. Такой путь предпочтительнее, особенно при исследо-

вании люминесцентных характеристик, поскольку позволяет избежать необходимости учета эффектов, связанных с высокой удельной радиоактивностью трансурановых элементов.

Спектры поглощения ураниловых соединений в интервале частот 20 000—30 000  $\text{см}^{-1}$  образованы наложенными друг на друга четырьмя сериями линий, размывающихся при комнатной температуре в полосы. В настоящее время нет надежного критерия, с помощью которого можно было бы определить принадлежность всех линий тонкой структуры спектра к той или иной серии. Мы воспользовались для этой цели правилом зеркальной симметрии спектров поглощения и люминесценции, применимость которого к ураниловым соединениям доказана в разных условиях опыта<sup>3</sup>. Достоверность разделения линий по сериям контролировалась измерениями их дихроизма при 77°K. Полученные данные были использованы для расчета сил осцилляторов переходов. Результаты расчета приведены в таблице, где нумерация переходов проведена с длинноволновой стороны спектра поглощения.

Силы осцилляторов переходов  
( $f \cdot 10^5$ ) кристаллов ураниловых  
соединений при 77°K

Спектр электрон- ного пе- рехода	$\text{Cs}_2\text{UO}_2\text{Cl}_4$	$\text{CsUO}_2(\text{NO}_3)_3$	$\text{NH}_4\text{UO}_2(\text{NO}_3)_3$
1	0,76	1,02	0,51
2	3,04	8,37	7,39
3	7,50	8,29	5,56
4	5,39	5,61	5,02

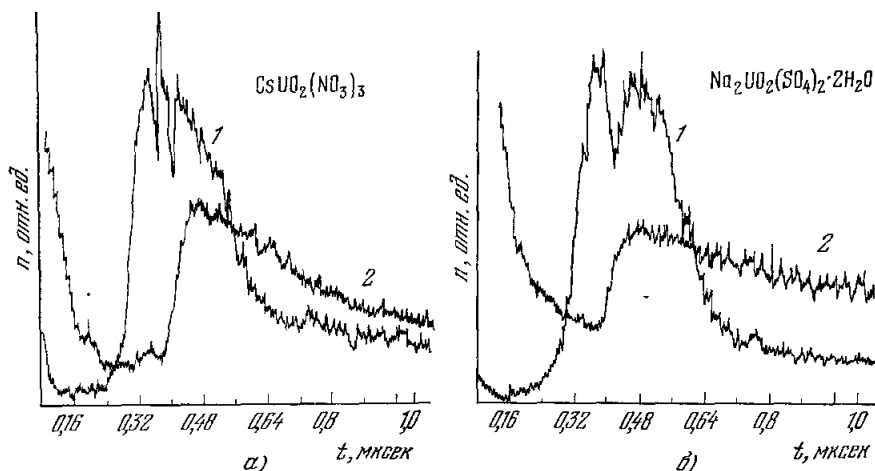
Сопоставление результатов разделения интегральных спектров ряда кристаллов позволяет выявить следующие особенности переходов в разные возбужденные электронные состояния. Значение силы осциллятора перехода в 4-е возбужденное состояние не поддается влиянию столь сильных факторов, как замещение лигандов в координационной сфере иона уранила, замещение второго катиона и изменение симметрии кристаллического поля. Вероятности переходов в три нижерасположенные возбужденные электронные состояния обнаруживают существенные изменения в этих условиях, причем характер вариаций различен для каждого из них. Отсюда следует, что рассматриваемые электронные состояния характеризуются разной симметрией и, следовательно, в противовес распространенному мнению, не могут рассматриваться как компоненты триплетта.

Чтобы выявить характер переходов между возбужденными электронными состояниями, статистическим методом<sup>4</sup> была зарегистрирована кинетика люминесценции кристаллов ураниловых соединений в интервале времен  $10^{-9}$ — $10^{-6}$  сек. Временное изменение интенсивности люминесценции, возбужденной световым импульсом электрического разряда в кислороде (длительность вспышки 3 нсек), приведено на рисунке. Непосредственно вслед за импульсом возбуждения протекает экспоненциальный процесс высвечивания со средней длительностью порядка  $10^{-8}$  сек. Это совпадает с результатами измерений длительности люминесценции ураниловых соединений, выполненными Гавилой<sup>5</sup> в 1927 г. с помощью оптического «флуороскопа» на ячейках Керра и представлявшихся до настоящего времени как курьез.

В кинетике люминесценции отчетливо выражена темновая пауза с длительностью  $2,4 \cdot 10^{-7}$  сек при наблюдении свечения «на отражение» и  $4 \cdot 10^{-7}$  сек при наблюдении «на просвет». Длительность этой паузы одинакова для всех изученных кристаллов ураниловых соединений и определяет процесс перераспределения энергии между возбужденными электронными состояниями иона уранила. Отсюда вытекает, что переходы между этими электронными состояниями, так же как и между основным и первым возбужденным, относятся к запрещенным. Кинетика люминесценции при наблюдениях «на отражение» и «на просвет» различна. Это различие не сводится к проявлению вторичной люминесценции или миграции энергии возбуждения, а носит более сложный характер. Число максимумов на кривой высвечивания зависит от дефектности кристалла и различно для разных кристаллов.

Так как спектры люминесценции<sup>6</sup> и квантовый выход<sup>7</sup> ураниловых соединений не зависят от длины волны возбуждающего света, приведенные выше результаты свидетельствуют о том, что кинетика люминесценции в рассматриваемом случае определяется механизмом установления равновесного распределения энергии по кристаллу в целом, а не природой элементарного излучателя. Последний определяет кинетику ранней стадии послесвечения, характерной, как видно из приведенных данных, для

электрического дипольного излучения. Это излучение вносит относительно небольшой вклад в световую сумму, что соответствует малому значению коэффициента поглощения света в области спектра первого возбужденного электронного состояния.



Кинетика люминесценции цезиуранилнитрата (а) и натрийуранилсульфата (б) при комнатной температуре.

Регистрация люминесценции «на отражение» (1) и «на просвет» (2).

Изложенные наблюдения подтверждают высказанное ранее утверждение<sup>8</sup>, что спектрально-люминесцентные характеристики рассматриваемого класса веществ определяются не свойствами изолированного иона-комплексобразователя, а всей совокупностью взаимодействующих элементов структуры его окружения. Как показано в работе<sup>9</sup>, предложенная на базе этой предпосылки систематика электронных состояний ураниловых соединений<sup>10</sup> имеет необходимую общность для интерпретации спектров конкретных веществ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. B. N. Figgis, Introduction to Ligand Fields, N. Y., Interscience, 1966.
2. S. P. McGlynn, J. K. Smith, J. Molec. Spectr. **6**, 188 (1961).
3. Л. В. Володько, А. Н. Севченко, Д. С. Умрейко, Изв. АН СССР, сер. физ. **27**, 651 (1963).
4. Л. В. Володько, М. И. Демчук и др., ЖПС **16**, 1001 (1972).
5. E. Z. Gaviola, Zs. Phys. **42**, 853, 862 (1927); E. Z. Gaviola, P. Pringsheim, ibid. **43**, 384 (1927).
6. В. Л. Левшин, Г. Д. Шереметьев, ЖЭТФ **17**, 204 (1947).
7. М. Н. Аленцев, Тр. ФИАН СССР, **5**, 339 (1950).
8. Б. И. Степанов, ЖЭТФ **21**, 1153 (1951).
9. C. Gorller-Warland, L. G. Vanquickenborne, J. Chem. Phys. **54**, 4178 (1971).
10. Л. В. Володько, А. И. Комяк, Л. Е. Слепцов, Опт. и спектр. **23**, 730 (1967).