

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР  
(25—26 марта 1981 г.)**

25 и 26 марта 1981 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

**25 марта**

1. Н. А. Ирисова. Субмиллиметровая спектроскопия твердых тел. Основные задачи. Методы. Аппаратура.
2. Г. В. Козлов, А. А. Волков, С. П. Лебедев. Диэлектрическая спектроскопия мягких мод в сегнетоэлектриках.
3. В. Н. Мурзин. Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках.

**26 марта**

4. В. А. Кузьмин. Кварки и космология.
5. А. А. Ансельм. Развитие теории после «стандартной модели» («Великое объединение, «техницвет»).

Краткое содержание четырех докладов приводится ниже.

543.42(048)

**Н. А. Ирисова. Субмиллиметровая спектроскопия твердых тел. Основные задачи. Методы. Аппаратура.** С момента своего возникновения и по настоящее время спектроскопия является одним из самых информативных и точных методов физических исследований макроскопических и микроскопических характеристик веществ. Однако спектроскопии, успешно освоившей и оптический и радиодиапазоны, до недавнего времени не удавалось проникнуть в ограниченный участок спектра, заключенный между ИК и СВЧ диапазонами и названный субмиллиметровым. Вследствие этого к началу 60-х годов в области частот  $10^{11}$  Гц  $\ll \nu \ll 10^{12}$  Гц, т. е.  $0,3 \leq \lambda \leq 3$  мм образовался так называемый субмм спектроскопический провал.

Решение значительного числа задач физики твердого тела, имеющих как научное, так и прикладное значение, зависит от проведения исследований в субмм диапазоне. Принципиальное значение субмм спектроскопии приобретает в тех случаях, когда энергии и характеристические частоты исследуемых явлений соответствуют именно этому диапазону, и поэтому на ее основе могут быть получены фундаментальные научные данные, недоступные для других методов исследований. Так, например, субмм спектроскопия может дать новую информацию о механизмах поглощения в кристаллах и динамике кристаллической решетки; о характеристиках экситонов, примесных комплексов и возбужденных состояний примесей в полупроводниках; существенно помочь в изучении природы фазовых переходов твердых тел, в частности, в сегнетоэлектриках, упорядоченных магнитных системах и в сверхпроводниках.

Не менее важно развитие субмм спектроскопии и для других областей науки. Для физики это еще и диагностика плазмы, спектроскопия газов, космическая радиоспектроскопия, исследование жидкостей, особенно воды. Весьма перспективны субмм исследования в биологии, особенно для изучения резонансного взаимодействия с биологическими объектами на уровне живой клетки, а также для определения воздействия излучения на живой организм в целом. Из прикладных исследований, наверное, важнейшими являются вопросы распространения субмм излучения в атмосфере, косми-

ческая связь, локация, анализ примесей в особочистых веществах, неразрушающий контроль.

Решение проблемы освоения субмм спектроскопии твердых тел в СССР и за рубежом осуществлялось кардинально различными путями. За рубежом основные усилия были направлены на разработку методов и аппаратуры фурье-спектроскопии как продолжения и дальнейшего развития методов классической спектроскопии, основанной на использовании монохроматического теплового излучения. Наш путь, путь монохроматической спектроскопии, явился логическим продолжением работ по СВЧ-радиоспектроскопии, проводившихся в ФИАНе под руководством А. М. Прохорова.

Мы видим принципиальное преимущество монохроматической субмм спектроскопии перед фурье-спектроскопией в том, что монохроматическая спектроскопия позволяет получать одновременно очень большие значения разрешающей способности  $\rho = \frac{\nu}{\delta\nu}$  ( $\nu$  — частота, а  $\delta\nu$  — минимально разрешаемый спектральный участок) и динамического диапазона изменения регистрируемого сигнала  $D = \frac{P_{\max}}{P_{\min}}$  ( $P_{\max}$  и  $P_{\min}$  — наи-

большая и наименьшая величина регистрируемого сигнала). Это радикально расширяет экспериментальные возможности, обеспечивая не только возможность спектроскопии твердых тел, обладающих высокочастотным резонансным поглощением, но и изучение твердых тел в условиях, сопровождаемых резким изменением свойств, например непосредственно в областях фазовых переходов.

В фурье-спектрометрах величины  $\rho$  и  $D$  являются взаимосвязанными: уменьшение величины разрешаемого спектрального интервала  $\delta\nu$  приводит к одновременному увеличению  $\rho$  и уменьшению  $D$ . Кроме того, по мере продвижения в длинноволновую область спектра величина  $\rho$  фурье-спектрометров уменьшается пропорционально  $\lambda$ , а величина  $D$  уменьшается еще сильнее из-за резкого падения спектральной плотности теплового излучения. В результате в той области субмм диапазона, где рабочие диапазоны фурье- и монохроматических спектрометров перекрываются, разрешающая способность и динамический диапазон разработанных нами монохроматических спектрометров на несколько порядков превосходят аналогичные характеристики лучших фурье-спектрометров. Однако фурье-спектроскопия имеет и свои преимущества, например, при исследованиях в очень широком диапазоне длин волн, а также при пассивной спектроскопии. Таким образом эти два метода спектроскопии следует не противопоставлять друг другу, а разумно взаимодополнять.

Практическим воплощением идеи монохроматической субмм спектроскопии явилось создание нового класса спектрометров, использующих излучение перестраиваемых по частоте электронных генераторов типа ламп обратной волны и поэтому названных ЛОВ-спектрометрами. Отечественные ЛОВ-генераторы, разработанные под руководством Н. Д. Девяткова и М. Б. Голанта, обладают уникальными характеристиками: при собственной монохроматичности лучше  $10^7$  и мощности излучения в несколько милливатт они обладают более 50% электронной перестройкой частоты, так что комплект из 10 приборов обеспечивает непрерывное перекрытие всего субмм диапазона<sup>1,5</sup>.

Решающим моментом, определившим успех при разработке метрики субмм диапазона (совокупности измерительной аппаратуры и адекватных ей методов спектральных измерений), явилось оригинальное предложение об использовании в качестве основного элемента измерительной аппаратуры одномерных проволочных сеток, имеющих период много меньше, чем длина волны<sup>3,4</sup>. Анизотропия проводимости сетки приводит к тому, что в зависимости от направления поляризации взаимодействующей с сеткой плоской волны величины коэффициентов отражения и пропускания изменяются на три порядка. В то же время такие сетки обладают уникальной широкополосностью. Так, например, золоченая сетка из проволоки диаметром 15 мкм и периодом 40 мкм во всем субмм диапазоне имеет отражение по мощности более 99,5%. Проведенные теоретические (на основе работ Л. А. Вайнштейна<sup>2</sup>) и экспериментальные полные исследования амплитудных и фазовых характеристик сеток для обоих направлений поляризации, позволили на их основе изготовить совместно с ЦКБ УП АН СССР, руководимым Е. В. Машинцевым, комплект высокоточной квазиоптической измерительной аппаратуры. В дальнейшем этот комплект послужил схемной основой для трех поколений созданных ЛОВ-спектрометров. Спектрометры третьего поколения работают со встроенной ЭВМ, которая руководит выбором режима и процессом регистрации спектрограмм, управляет работой отдельных измерительных элементов, хранит полученные данные и производит их числовую обработку. Применение ЭВМ не просто сократило время измерений, позволив за день осуществлять измерения, на которые ранее требовалось более месяца, но значительно расширило экспериментальные возможности и, в конечном итоге, круг объектов, которые могут быть исследованы.

Необходимые значения основных характеристик спектрометров были определены из условий обеспечения спектроскопии твердых тел, обладающих в субмм диапазоне экстремальными свойствами. Так достигнутая разрешающая способность  $\rho = 2 \cdot 10^4$  позволяет изучать самые узкие из известных линий поглощения: спектры примесей

в особо чистых полупроводниках при  $T = 4$  К. Динамический диапазон  $D = 10^5$  обеспечивает исследование кристаллов непосредственно в области фазового перехода параэлектрик — сегнетоэлектрик, сопровождаемого резким изменением величин  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$  порядка  $10^4$ — $10^3$ . ЛОВ-спектрометры функционируют во всем субмм диапазоне (0,25÷4) мм, измерения осуществляются с линейно-поляризованным излучением, ориентация которого в пространстве точно определена.

Все разработанные методы спектральных измерений основаны на применении плоскопараллельных образцов, имеющих поперечные размеры больше длины волны, а толщину — сравнимую с нею. Методическое оснащение спектрометров, включающее однолучевые, двухлучевые и многолучевые измерительные схемы, обеспечивает спектроскопию образцов, имеющих любые практически возможные величины  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  комплексной диэлектрической проницаемости. Конструкции квазиоптического тракта просты и позволяющие переходить от одной измерительной схемы к другой, размещать в измерительном тракте дополнительные устройства, такие, как криотермостаты, магниты, включая сверхпроводящие, и т. д. Таким образом, обеспечена возможность измерения образцов не только в естественных условиях, но и при изменении температуры от 4 до 1090 К, при воздействии внешних электрических и магнитных полей, сжатия образцов и т. д.

В настоящее время в ФИАНе постоянно функционируют семь субмм ЛОВ-спектрометров. На них выполнен широкий круг спектральных исследований различных классов твердых тел, определены характерные для субмм диапазона параметры около ста диэлектриков, сегнетоэлектриков, полупроводников и магнетиков. Большинство измерений выполнено в субмм диапазоне впервые.

Субмм исследования по спектроскопии газов, жидкостей, плазмы и твердых тел сейчас с большим успехом проводятся в целом ряде научных учреждений, из которых надо в первую очередь отметить ИПФ АН СССР, ИРЭ АН СССР, Институт Атомной энергии им. Курчатова и МГПИ им. В. И. Ленина. Таким образом, можно констатировать, что субмм спектроскопический провал успешно ликвидирован.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Голант М. Б., Виленская В. Л., Зюлина Е. А., Каплун Э. Ф., Негирев А. А., Париллов В. А., Реброва Т. Б., Савельев В. С.— ПТЭ, 1963, № 4, с. 136.
2. Вайнштейн Л. А. В кн.: Электроника больших мощностей.— М.: Наука, 1963.— С. 26.
3. Виноградов Е. А., Дианов Е. М., Ирисова Н. А.— Письма ЖЭТФ, 1965, т. 7, с. 323.
4. I r i s o v a N. A., V i n o g r a d o v E. A. Proc. of 3 Colloquium on Microwave Communication.— Budapest: 1966, P. 731.
5. Голант М. Б., Алексеенко З. Т., Короткова З. С., Лункина Л. А., Негирев А. А., Петрова О. П., Реброва Т. Б., Савельев В. С.— ПТЭ, 1969, № 3, с. 231.
6. Быстров В. П., Ирисова Н. А., Козлов Г. В., Куценко А. В., Полосьян Б. А., Терехин С. А.— Электронная техника. Сер. 1, 1975, № 11, с. 83.
7. Быстров В. П., Волков А. А., Ирисова Н. А., Козлов Г. В., Прохоров А. М., Чернышев И. М. Изв. АН СССР, 1977, т. 41, № 3, с. 486.

537.226.6.33(048)

Г. В. Козлов, А. А. Волков, С. П. Лебедев. Диэлектрическая спектроскопия мягких мод в сегнетоэлектриках. Важной составной частью проблемы фазовых переходов — одной из центральных в современной физике<sup>1</sup> — является задача изучения температурно-неустойчивых колебаний кристаллических решеток — мягких мод. Концепция мягкой моды, сформировавшаяся около двадцати лет назад<sup>2-4</sup>, из предмета проверки и интенсивного изучения превращается сейчас в мощный инструмент исследования механизмов структурных фазовых переходов в кристаллах. Изучение динамических аспектов фазовых переходов ведется очень широким фронтом, как по числу исследуемых материалов, так и по разнообразию экспериментальных методов исследования. На этом фоне тем не менее можно выделить направления, которые оказались особенно плодотворными. Одним из них, несомненно, является спектроскопия фазовых переходов в кристаллах сегнетоэлектриков. Причем поскольку во многих случаях мягкие моды в этих кристаллах представляют собой полярные колебания с малыми волновыми векторами, то важнейшим методом их исследования стала дальняя ИК спектроскопия. Ее задача заключается в получении данных о дисперсии диэлектрической проницаемости и определении на их основе параметров мягких мод, вызывающих эту дисперсию. С точки зрения динамической теории сегнетоэлектричества особый интерес представляют данные, относящиеся к наиболее низким частотам

там ИК диапазона — субмиллиметровому диапазону волн, так как именно туда, как известно, сдвигается частота мягкой моды при приближении температуры кристалла к точке фазового перехода.

Экспериментальные исследования в диапазоне субмиллиметровых волн ( $\sim 3-30$  см $^{-1}$ ), долго остававшимся труднодоступным для экспериментаторов, переживают

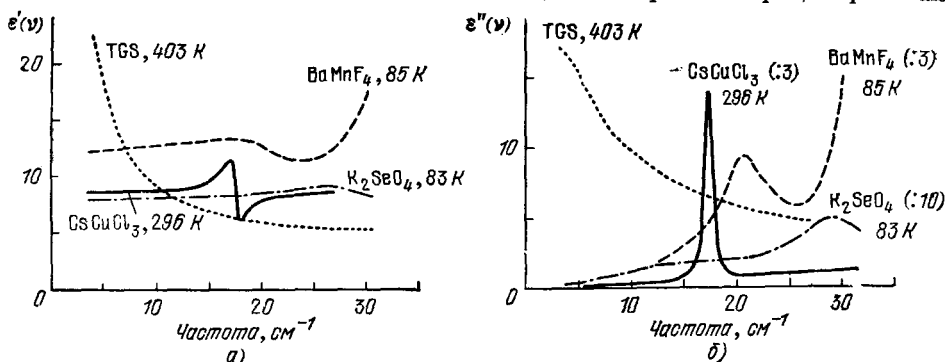


Рис. 1. Диэлектрические субмиллиметровые спектры  $\epsilon'$  ( $\nu$ ) (а) и  $\epsilon''$  ( $\nu$ ) (б) кристаллов TGS, CsCuCl $_3$ , BaMnF $_4$ , K $_2$ SeO $_4$ .

Эти экспериментальные данные являются исходными при расчетах параметров мягких мод и микроскопических механизмов поляризации.

сейчас период интенсивного развития в связи с появлением новых технических средств, известных как фурье-спектроскопия и ЛОВ-спектроскопия. В настоящем докладе мы сообщаем об опыте наших исследований ряда сегнетоэлектрических и близких к ним кристаллов методом ЛОВ-спектроскопии, которая, на наш взгляд, стала очень эффективным инструментом экспериментального изучения низкочастотной динамики кристаллической решетки. Достаточно сказать, что современные ЛОВ-спектрометры позволяют уверенно измерять действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости образцов ( $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ ) с практически любыми диэлектрическими свойствами<sup>5,6</sup>.

Объектами наших исследований являлись: а) классические сегнетоэлектрики: ортофосфаты — KN $_2$ PO $_4$ , KD $_2$ PO $_4$ , KN $_2$ AsO $_4$ , PbH $_2$ PO $_4$ <sup>7-11</sup>, PbHPO $_4$ <sup>12</sup>, сегнетова соль — RS и dRS<sup>11,13</sup>, триглицинсульфат TGS и dTGS<sup>11,14</sup>, Pb $_5$ Ge $_3$ O $_{11}$ <sup>7</sup>; б) сегнетоэлектрики с несообразными фазами — K $_2$ SeO $_4$ , (NH $_4$ ) $_2$ BeF $_4$ , SC(NH $_2$ ) $_2$ , Sr $_2$ Nb $_2$ O $_7$ , Rb $_2$ ZnCl $_4$ ;<sup>15-17</sup> в) близкие к сегнетоэлектрикам кристаллы — NH $_4$ H $_2$ PO $_4$ , ND $_4$ D $_2$ PO $_4$ , KN $_3$ (SeO $_3$ ) $_2$ , KD $_3$ (SeO $_3$ ) $_2$ , CsCuCl $_3$ <sup>11,19-21</sup>.

На рис. 1 для примера приведены несколько характерных субмиллиметровых диэлектрических спектров —  $\epsilon'$  ( $\nu$ ) и  $\epsilon''$  ( $\nu$ ), отвечающих различным типам сегнетоэлектрической дисперсии: релаксационной — TGS, резонансной — CsCuCl $_3$  и более сложной двухмодовой — BaMnF $_4$  и K $_2$ SeO $_4$ . Приведенные графики, как видно, являются весьма информативными. И действительно, такого рода спектры обычно дают возможность без привлечения дополнительных данных определить

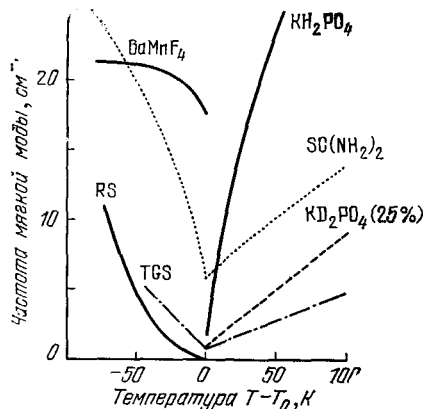


Рис. 2. Температурные зависимости частот мягких мод некоторых из исследованных кристаллов.

Видно, что область их основных изменений приходится на диапазон субмиллиметровой ЛОВ-спектроскопии — 3—30 см $^{-1}$ .

все дисперсионные параметры механизма сегнетоэлектрической поляризации и проследить их изменение с температурой. Сравнительно высокая точность данных по  $\epsilon'$  ( $\nu$ ,  $T$ ) и  $\epsilon''$  ( $\nu$ ,  $T$ )  $\sim 5\%$  позволяет однозначно выбирать теоретические модели дисперсии, описывающие экспериментальные результаты, не только в том случае, когда в диэлектрических спектрах линия поглощения проявляется полностью (CsCuCl $_3$ ; см. рис. 1), но и тогда, когда используемый экспериментальный метод дает лишь часть линии (TGS; см. рис. 1).

На рис. 2 в качестве примера представлены температурные зависимости частот мягких мод, полученные на основании субмиллиметровых диэлектрических спектров.

Из тех же спектров извлекается информация о силах осцилляторов исследуемых возбуждений, об их диэлектрическом вкладе и о суммарном вкладе всех более высокочастотных механизмов поляризации.

Необходимо отметить, что для большинства из указанных выше кристаллов субмиллиметровые диэлектрические спектры имеют принципиальное значение для решения вопроса о механизме фазового перехода. Так, в случае кристаллов семейства  $\text{KN}_2\text{PO}_4$  эти данные предоставили количественную информацию о длинноволновых коллективных колебаниях протонов на водородных связях и позволили выявить роль отдельных атомов кристалла в его сегнетоэлектрической динамике. Они дали возможность на основе существующих теоретических моделей рассчитать параметры микроскопического взаимодействия частиц, упорядочивающихся при фазовом переходе. Субмиллиметровые диэлектрические спектры кристаллов TGS и dTGS продемонстрировали существование в них неизвестных ранее температурноустойчивых мод и разрешили тем самым противоречия в традиционных представлениях о динамике групп глицина в решетке этих кристаллов. Анализ аналогичных данных, относящихся к кристаллам RS и dRS, привел к обнаружению необычного для сегнетоэлектриков температурного поведения частоты мягкой моды, что дает повод подвергнуть критическому пересмотру возможности двухподрешеточной модели в описании свойств кристаллов с асимметричным потенциалом.

В кристаллах с несоизмерными фазами —  $\text{K}_2\text{SeO}_4$ ,  $\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ ,  $\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ ,  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$ ,  $\text{BaMnF}_4$  методом диэлектрической спектроскопии зарегистрированы возбуждения, связанные с амплитудными, а в  $\text{K}_2\text{SeO}_4$  и с фазовыми флуктуациями волны несоизмерной поляризации, причем последний результат особенно интересен тем, что является, по-видимому, вообще первым наблюдением фазона в системах с несоизмерными фазами. В кристаллах  $\text{CsCuCl}_3$  с геликоидальной соразмерной модуляцией структуры также обнаружено возбуждение фазонного типа. Это пока единственный случай наблюдения ИК активной мягкой моды при переходах в неполярных точечных группах.

Таким образом, уже сейчас можно сказать, что субмиллиметровая диэлектрическая спектроскопия существенно продвинула вперед экспериментальные исследования мягких мод в сегнетоэлектриках. Изучены основные классические системы, прослежены общие закономерности длинноволновой динамики кристаллических решеток, на базе полученных данных проанализированы возможности динамических моделей фазовых превращений. В большинстве случаев накопленный экспериментальный материал превышает уровень существующих теоретических представлений.

Вместе с тем, круг задач диэлектрической спектроскопии мягких мод остается весьма широким и выходит далеко за рамки сегнетоэлектричества. Кроме хорошо известных проблем, связанных с антиферромагнетизмом и сверхпроводимостью, перспективным, на наш взгляд, является изучение динамики сверхионных проводников и кристаллов с переходами металл — диэлектрик. Спектроскопические исследования здесь могут ответить на вопросы о характере движения носителей тока, их эффективной массе, потенциальном рельефе в решетке. В таких системах со свободными носителями тока возможности многих экспериментальных методов, в том числе радиочастотных, сильно ограничиваются и роль диэлектрической спектроскопии на волнах субмиллиметрового диапазона в этих условиях становится особенно важной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л.— УФН, 1971, т. 103, с. 87.
2. Андерсон П. Физика диэлектриков.— М.: Наука, 1960.— С. 290.
3. Гинзбург В. Л.— ФТТ, 1960, т. 2, с. 2031.
4. Cochran W.— Adv. Phys., 1960, v. 9, p. 387; 1961, v. 10, p. 401.
5. Kozlov G. V.— Ferroelectrics, 1980, v. 24, p. 265.
6. Волков А. А., Козлов Г. В., Лебедев С. П.— Р. и Э., 1979, т. 24, с. 1405.
7. Kozlov G. V., Lebedev S. P., Minaev A. A., Volkov A. A., Monia V. G., Siniakov E. V.— Ferroelectrics, 1978, v. 21, p. 373.
8. Волков А. А., Козлов Г. В., Лебедев С. П.— ФТТ, 1978, т. 20, с. 2021; 1979, т. 21, с. 1715; 1980, т. 22, с. 2851. Крат. сообщ. по физике, 1979, т. 9, с. 37.
9. Волков А. А., Козлов Г. В., Лебедев С. П., Величко И. М.— ФТТ, 1979, т. 22, с. 3304.
10. Volkov A. A., Kozlov G. V., Lebedev S. P., Prokhorov A. M.— Ferroelectrics, 1980, v. 25, p. 531.
11. Kozlov G. V., Lebedev S. P., Prokhorov A. M., Volkov A. A.— J. Phys. Soc. Jpn., 1980, v. 49, Suppl. B, p. 188.
12. Group J., Petzelt J., Kozlov G. V., Volkov A. A. Ferroelectrics, 1978, v. 21, p. 387.
13. Волков А. А., Козлов Г. В., Лебедев С. П.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 1430.

14. Волков А. А., Козлов Г. В., Лебедев С. П.— Крат. сообщ. по физике, 1980, т. 5, с. 39.
15. Petzelt J., Kozlov G. V., Volkov A. A., Ishibashi Y.— Z. Phys., 1979, Bd. 33, S. 369.
16. Волков А. А., Ишибаши И., Козлов Г. В., Петцелт Я.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 1424.
17. Petzelt J., Volkov A. A., Kozlov G. V.— Phys. St. Sol. Ser b, 1980, v. 99, p. 189.
18. Volkov A. A., Ishibashi Y., Kozlov G. V., Lebedev S. P., Petzelt J., Prokhorov A. M.— J. Phys. Soc. Jpn., 1980, v. 49, Suppl. B, p. 78.
19. Волков А. А., Козлов Г. В., Лебедев С. П.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 3064.
20. Волков А. А., Козлов Г. В., Чернышев И. М., Шувалов Л. А.— Изв. АН СССР. Сер. физич., 1979, т. 43, с. 1726.
21. Волков А. А., Козлов Г. В., Лебедев С. П., Петцелт Я., Бржезина Б.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 107.

537.311.33(048)

**В. Н. Мурзин.** Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках. Кулоновское взаимодействие носителей тока в полупроводниках приводит при низких температурах к совершенно необычному для физики твердого тела кругу явлений, который включает образование в системе носителей квазиатомных связанных состояний (экситонов), состояний молекулярного типа и, наконец, фазовый переход носителей в конденсированное состояние — электронно-дырочную (ЭД) ферми-жидкость, обладающую уникальными квантовыми свойствами. Исследованиями конденсации экситонов, идея о возможности которой была высказана Л. В. Келдышем в 1968 г. <sup>1</sup> и экспериментально подтверждена в работах <sup>2-5</sup>, создано новое направление в физике полупроводников, занявшее одно из центральных мест в этой области физики.

Доклад посвящен результатам развитого в работах <sup>4,6-23</sup> спектроскопического подхода к этой проблеме, основанного на исследованиях в области энергий фотонов, соответствующих характерным энергиям связи кулоновских состояний  $\hbar\omega = \frac{m^*e^4}{2\hbar^2\kappa_0^2} = 10^{-3}-10^{-2}$  эВ ( $\lambda = 50-1000$  мкм), т. е. в длинноволновом ИК или субмиллиметровом диапазоне <sup>24</sup>. В этих исследованиях получено одно из первых экспериментальных доказательств <sup>4</sup> существования явления конденсации экситонов, изучена природа конденсированной фазы в Ge и обнаружен ряд ее характерных свойств.

1. Спектры фотовозбуждения экситонов. Особенности строения квазиатомных связанных состояний. В исследованиях <sup>6-10</sup> впервые, с момента экспериментального обнаружения экситонов Е. Ф. Гроссом и Н. А. Карьевым в 1952 г., наблюдались собственные спектры фотовозбуждения экситонов, обусловленные переходами кристалла из основных экситонных в возбужденные состояния, т. е. была реализована экситонная спектроскопия в том смысле, который обычно вкладывается в понятие атомной или молекулярной спектроскопии. Типичный спектр экситонов в Ge приведен на рис. 1. Аналогичные спектры наблюдались в <sup>25</sup>. Эти исследования, а также исследования спектров фотовозбуждения мелких примесей в ряде полупроводников (Ge, Si, InSb) <sup>11-14</sup> позволили изучить особенности энергетического строения квазиатомных состояний, обусловленные сложными дисперсионными зависимостями энергии от квазиимпульса носителей в кристалле, и выявить эффекты, обусловленные границами применимости приближения эффективных масс.

2. Связанные состояния молекулярного типа. Из-за близости масс электрона и дырки экситонные молекулы в полупроводниках должны характеризоваться малой энергией связи. По этой причине экситонные молекулы в Ge и Si удалось наблюдать лишь в условиях специальной деформации кристалла <sup>26</sup>. В случае примесей методами субмиллиметровой спектроскопии исследован ряд комплексных молекулярного типа <sup>12,14</sup>, а также эффекты взаимодействия примесных центров <sup>12-14</sup>, жестко закрепленных в кристалле.

3. Наблюдение конденсации экситонов. Явления плазменного (ПР) и магнитоплазменного (МПР) резонансов в ЭДК. В исследованиях <sup>4,15-18</sup> наблюдалось весьма необычное новое явление в виде резонансного поглощения ( $\lambda_{\max} = 150$  мкм), возникающего пороговым образом при понижении температуры и увеличении уровня генерации носителей в чистом Ge. Это явление, интерпретированное как результат электродипольного взаимодействия ( $r \ll \lambda$ ) излучения с плазменными колебаниями ЭД-капель ЭДК <sup>4</sup>, явилось одним из первых экспериментальных доказательств существования конденсации экситонов в полупроводниках и позволило впервые оценить плотность конденсированной фазы

и размер ЭДК. В магнитном поле возникает целая совокупность резонансов электродипольного и магнитодипольного типа — явление магнитоплазменного резонанса (МПР) в ЭДК<sup>7,19-23</sup>. Изучение обнаруженных явлений позволило получить информацию о важнейших характеристиках ЭДК в Ge.

4. Энергия основного состояния и другие параметры конденсированной фазы в Ge. В результате исследования ПР определены плотность частиц  $n_h = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и важнейшие энергетические параметры ЭДК в Ge

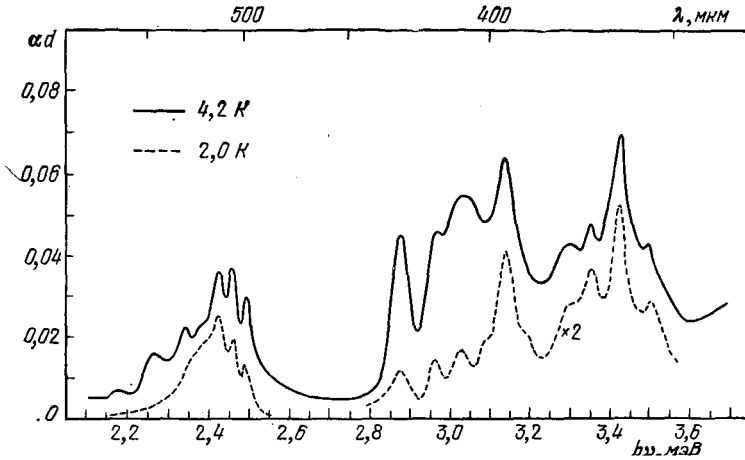


Рис. 1. Спектры поглощения свободных экситонов в ультрафиолетовом германии, измеренные при оптической генерации носителей в кристалле  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $d$  — толщина кристалла<sup>10</sup>.

(энергия ферми-частиц, работа выхода из ЭДК и др.), характеризующие изменение энергии основного состояния частиц при переходе в конденсированное состояние<sup>4,15-18</sup>. Подтверждением ферми-жидкостной природы конденсированной фазы явилось наблюдение осцилляций интенсивности плазменного поглощения ЭДК в магнитном поле<sup>19</sup>, аналогичных де-гааз-альфеновским осцилляциям в металлах.

5. Перенормировка эффективных масс носителей в конденсированной фазе. Исследования в области циклотронных ветвей МПР в ЭДК в Ge<sup>20,22,23</sup> позволили впервые измерить массы носителей в конденсированной фазе. Оказалось, что они отличаются от масс свободных электронов и дырок в том же кристалле ( $m_{el}^* = 1,15m_{el}$ ,  $m_{el}^* = 1,0m_{el}$ ,  $m_h^* = 1,15m_h$ )<sup>20,23</sup>. Таким образом, было показано, что коллективное взаимодействие квазичастиц в ЭД-жидкости приводит не только к смещению, но также и к искривлению энергетических зон кристалла<sup>20,22-23,27</sup>.

6. Электрон-дырочные столкновения в ЭДК. Затухание колебаний ЭДК, в принципе, может определяться рядом одночастичных и многочастичных механизмов<sup>21,23</sup>. Исследования<sup>15-16,21,23</sup> показали, что преобладающим в случае ЭДК в Ge является механизм электрон-дырочных столкновений, и позволили проследить за частотной зависимостью  $\gamma(\omega)$  в широком спектральном интервале ниже и выше фермиевской энергии носителей. В случае обычных металлов это практически невозможно из-за наложения междоузельных переходов. Оказалось<sup>21,23</sup>, что характерная квантово-механическая зависимость  $\gamma \sim \omega^2$ <sup>28</sup> выполняется вплоть до  $\hbar\omega \approx (2 \div 3) \epsilon^F$ .

7. Макроскопические характеристики ЭДК в Ge. Исследования при разных уровнях возбуждения позволили оценить средний радиус ЭДК (1—3 мкм) и определить характер распределения капель по размерам<sup>15,18</sup>.

8. Самосжимаемость ЭД-жидкости в магнитном поле. ЭД-жидкость является весьма необычным веществом, в частности, потому что характеризуется очень малой (в обычных атомных масштабах) энергией связи частиц. Исследования на субмиллиметровых волнах позволили проследить за изменением ряда параметров ЭДК в магнитном поле<sup>19,23</sup> и обнаружить увеличение плотности ЭД-жидкости в полях  $H = 20-40 \text{ кЭ}$ <sup>21</sup>. Из рис. 2 видно, что с ростом  $H$  концентрация  $n_h$  вначале осциллирует, а затем выходит на зависимость  $n_h(H)$ , близкую к линейной, в согласии с теорией<sup>29</sup>. При наложении магнитного поля наблюдалось изменение формы капель (сплющивание в плоскости, перпендикулярной к  $H$ ), обусловленное рекомбинационным намагничиванием ЭДК<sup>22,25</sup>.

**З а к л ю ч е н и е.** Дальнейшие исследования в данном направлении представляются перспективными, как в плане изучения электронных состояний в полупроводниках, так и с точки зрения проведения уникальных модельных исследований поведения обычного вещества в экстремальных условиях сверхсильных полей, давлений

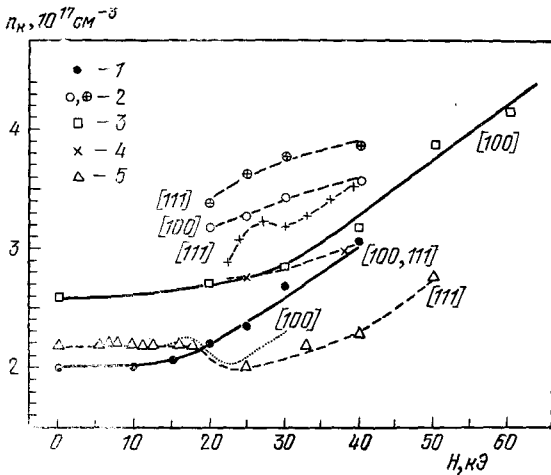


Рис. 2. Зависимость плотности частиц в конденсированной фазе в Ge от напряженности магнитного поля при разной ориентации  $H$ .

1 — данные измерений по сдвигу полосы плазменного поглощения ЭДК<sup>19, 23</sup>, 2 — те же данные, обработанные в рамках более сложной модели МПР<sup>21, 23</sup>, 3 — данные<sup>20</sup>, 4 — данные<sup>31</sup>, 5 — данные<sup>32</sup>; точечная кривая — данные<sup>33</sup>.

и пр. Применение методов, соответствующих по физическому содержанию и информативности методам атомной спектроскопии, открывает возможности для развития квазиатомной нелинейной спектроскопии и других новых областей физики полупроводников.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Келдыш Л. В. Труды IX Межд. конф. по физике полупроводников.— М.: Наука, 1968.— С. 1387; УФН, 1970, т. 100, с. 514.; в сб. Экситоны в полупроводниках.— М.: Наука, 1971.— С. 5.
2. Аснин В. М., Роговач А. А.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 415.
3. Покровский Я. Е., Свистунова К. И.— Ibid., с. 435.
4. Вавилов В. С., Заяц В. А., Мурзин В. Н.— Ibid., т. 10, с. 304.
5. Багаев В. С., Галкина Т. И., Гоголин О. В., Келдыш Л. В.— Ibid., с. 309.
6. Вавилов В. С., Заяц В. А., Мурзин В. Н.— Краткие сообщ. по физике, 1971, т. 4, с. 9.
7. Murzin V. N., Zayats V. A., Kononenko V. L. Proc. XI Intern. Conference Physics Semicond.— Warszawa, 1972.— P. 678.
8. Вавилов В. С., Гузев Н. В., Заяц В. А., Кононенко В. Л., Мандельштам Т. С., Мурзин В. Н.— Письма ЖЭТФ, 1973, 17, с. 480.
9. Kononenko V. L., Mandel'stam T. S., Murzin V. N., Vavilov V. S., Zayats V. A. Proc. XII Intern. Conference Physics Semicond.— Stuttgart, 1974.— P. 152.
10. Гузев Н. В., Заяц В. А., Кононенко В. Л., Мандельштам Т. С., Мурзин В. Н.— ФТП, 1974, т. 8, с. 1633.
11. Aggarwal R. L., Fisher P., Murzin V., Ramdas A. K.— Phys. Rev., Ser. A, 1965, v. 138, p. 882.
12. Мурзин В. Н., Демешина А. И., Умаров Л. М. ФТП, 1969, т. 3, с. 434; 1972, т. 6, с. 488, 609.
13. Буздин В. В., Демешина А. И., Курский Ю. А., Мурзин В. Н.— Ibid., с. 2107.
14. Демешина А. И., Корчажкина Р. Л., Кузнецова Н. Н., Мурзин В. Н. ФТП, 1970, т. 4, с. 428.
15. Вавилов В. С., Заяц В. А., Мурзин В. Н. Proc. X Intern. Conference Physics Semicond. Cambridge: Massachusetts, 1970.— P. 509. В сб. Экситоны в полупроводниках.— М.: Наука, 1971.— С. 32.
16. Мурзин В. Н., Заяц В. А., Кононенко В. Л.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 2684.
17. Гавриленко В. И., Кононенко В. Л., Мурзин В. Н.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 1758.



18. Заяц В. А., Мурзин В. Н., Салганик Н. Н., Шифрин К. С.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1422.
19. Мурзин В. Н., Заяц В. А., Кононенко В. Л. ФТТ, 1973, т. 15, с. 3634. Труды ФИАН СССР, 1980, т. 123, с. 18.
20. Гавриленко В. И., Кононенко В. Л., Мандельштам Т. С., Мурзин В. Н. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 701; ДАН СССР, 1977, т. 232, с. 802.
21. Кононенко В. Л., Мурзин В. Н.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 590, ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 124.
22. Гавриленко В. И., Кононенко В. Л., Мандельштам Т. С., Мурзин В. Н., Саушин С. А.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 102.
23. Гавриленко В. И., Кононенко В. Л., Мурзин В. Н.— Труды ФИАН СССР, 1980, т. 123, с. 44.
24. Мурзин В. Н. В сб. Длинноволновая инфракрасная спектроскопия.— М.: Мир, 1966.— С. 5.
25. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицына Н. Г.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 228; 1973, т. 18, с. 160; ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 224.
26. Кулаковский В. Д., Тимофеев В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 487.
27. Rice T. M.— Nuovo Cimento, Ser. B, 1974, v. 23, p. 266.
28. Гуржи Р. Н., Каганов М. И.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 491.
29. Келдыш Л. В., Ониченко Т. А.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 70.
30. Störmer H. L., Martin R. W.— Phys. Rev. Ser. B, 1979, v. 20, p. 4213.
31. Markiewicz R. S. (не опублик.).
32. Nakata H., Fujii K., Otsuka E., Ohyama T.— J. Phys. Soc. Jap., 1978, v. 45, p. 537.
33. Betzler K., Zhurkin B. G., Karuzskii A. L., Balter V. M.— J. Lumin., 1976, v. 12/13, p. 651.

539.12.01:523.11(048)

**В. А. Кузьмин.** Кварки и космология. В последнее время получили большое развитие объединенные калибровочные теории ОКТ<sup>1,2</sup> сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий. Гигантская величина масштаба объединения всех «низкоэнергетических» взаимодействий  $10^{14}$ — $10^{15}$  ГэВ приводит к тому, что естественным полигоном, где «проверялись» теории великого объединения, явилась Вселенная на ранних этапах расширения — при  $t \sim 10^{-34}$  с и температурах  $T \sim 10^{14}$  ГэВ.

Особый интерес с космологической точки зрения представляет исследование фазовых переходов<sup>3-6</sup>, происходящих в рамках ОКТ при охлаждении Вселенной от первоначального сингулярного состояния. Критические явления, при которых изменяется группа калибровочной инвариантности, могут сильно влиять на эволюцию Вселенной. Их динамика может определять концентрацию магнитных монополей во Вселенной,<sup>7, 8, 6</sup> и величину барионной асимметрии Вселенной<sup>9</sup>. При этом уже в рамках минимальной ОКТ на группе SU (5) \*) <sup>2</sup> картина фазовых переходов очень разнообразна и изменяется в зависимости от перенормированных констант связи исходного лагранжиана. Возможны следующие варианты эволюции симметрии вакуума:

1. «Стандартный»<sup>10</sup>. При охлаждении Вселенной при некоторой температуре  $T_1$  вакуумное среднее сначала появляется у поля Ф. В этом случае могут иметь место такие фазовые переходы \*\*):

а) Система из SU (5) симметричной фазы может перейти в фазу SU (3) × SU (2) × U (1) либо непосредственно:

$$SU(5) \xrightarrow{T_1} SU(3) \times SU(2) \times U(1),$$

б) либо через промежуточную фазу SU (4) × U (1)

$$SU(5) \xrightarrow{T_1} SU(4) \times U(1) \xrightarrow{T_2} SU(3) \times SU(2) \times U(1);$$

в) наконец, уже в рамках рассматриваемой схемы (когда 24-плет хиггсов приобретает вакуумное среднее раньше, чем 5-плет) может иметь место нестандартный и крайне интересный вариант развития Вселенной, в котором на некотором этапе эволюции Вселенной возможно одновременное существование доменов с различными группами

\*) То есть содержащей два представления хиггсовских полей: 24-плет Ф с вакуумным средним  $V \sim 10^{14}$  ГэВ и 5-плет  $H$  с  $v \sim 100$  ГэВ.

\*\*\*) До появления вакуумного среднего у поля  $H$ .

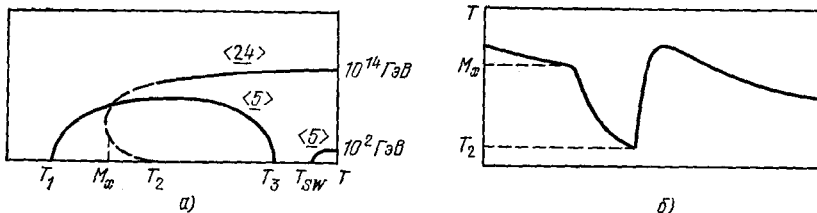
калибровочной инвариантности в различных областях пространства <sup>10</sup>

$$SU(5) \xrightarrow{T_1} \left\{ \begin{array}{l} SU(4) \times U(1) \\ SU(3) \times SU(2) \times U(1) \end{array} \right. \text{домены} \xrightarrow{T_2} SU(3) \times SU(2) \times U(1).$$

Отметим, что, во-первых, домены с вакуумами  $SU(4) \times U(1)$  и  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  расширяются по-разному, именно,  $SU(4) \times U(1)$  домены расширяются быстрее; во-вторых, в  $SU(4) \times U(1)$  доменах не происходит образования барионного избытка, тогда как в  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  доменах образование барионной асимметрии происходит обычным образом <sup>9</sup>. Это приводит к неоднородности распределения вещества во Вселенной и, возможно, к образованию в дальнейшем галактик и скоплений галактик. Во время фазовых переходов выделяется скрытая теплота, скажем, исчезновение доменов с  $SU(4) \times U(1)$  симметрией сопровождается локальными взрывами некоторых областей пространства. Поэтому существование доменов могло привести и к тепловой неоднородности Вселенной.

В такой схеме эволюции величина генерируемой БАВ в минимальной  $SU(5)$  равна  $\Delta \sim 10^{-14}$  ( $\Delta = \frac{n_B}{n_\gamma}$ , где  $n_B$  и  $n_\gamma$  — концентрации барионов и фотонов соответственно) и необходимо расширение хиггсовского сектора до двух квинтетов <sup>11</sup>.

2. Другой «необычный» вариант найден автором вместе с И. И. Ткачевым и М. Е. Шапошниковым и состоит в следующем. В определенной («естественной») области



а) Схематическая зависимость вакуумных средних полей 24 и 5 от температуры;  
б) схематическая зависимость температуры от времени.

значений констант связи при охлаждении системы вакуумное среднее появляется сначала у 5-плета, а затем у 24-плета. В этом случае при  $T \sim 10^{14-15}$  ГэВ электрослабая группа  $SU(2)_L$  сверхсильно нарушена, т. е. массы  $W^\pm$ , Z бозонов и фермионов  $\sim 10^{14}$  ГэВ, а генерация БАВ происходит в  $SU(3) \times U(1)$  фазе. При этом минимальная  $SU(5)$  модель предсказывает значение  $n_B/n_\gamma \sim 10^{-7}$ , которое, с учетом последующей дилуции, является вполне удовлетворительным.

При дальнейшем понижении температуры группа  $SU(2)_L$  восстанавливается, а при  $T \sim 100$  ГэВ нарушается вновь (см. рисунок). Эволюция группы симметрии в этом случае выглядит так:

$$SU(5) \xrightarrow{T_1} SU(4) \xrightarrow{T_2} SU(3) \times U(1) \xrightarrow{T_3} SU(3) \times SU(2) \times U(1) \xrightarrow{T_{sw}} SU(3) \times U(1).$$

В любых вариантах эволюции домены с различными группами симметрии должны исчезнуть к моменту  $T = 0$  в противном случае существование стенок между доменами приведет к противоречию с наблюдательными данными <sup>12</sup>. Поэтому барионно-симметричная космология с макроскопическими доменами вещества и антивещества во Вселенной, возникающая при спонтанном нарушении  $CP$ -четности (в доменах с различной  $CP$ -четностью генерируется БАВ противоположного знака <sup>13</sup>) может иметь место только в случае исчезновения стенок между доменами на некотором раннем этапе эволюции Вселенной.

Механизмом исчезновения  $CP$ -стенок может быть фазовый переход <sup>14</sup>, при котором исчезает комплексное вакуумное среднее, обеспечивающее спонтанное нарушение  $CP$  при высоких температурах. При этом при всех  $T$  (включая  $T = 0$ )  $CP$ -четность должна нарушаться явно (это требование естественно выполняется в ОКТ). В зависимости от соотношения между явным и спонтанным  $CP$ -нарушением, в теории с исчезновением  $CP$ -стенок при низких температурах, мы приходим либо к островной структуре Вселенной с доменами вещества и антивещества, либо к неоднородности в распределении вещества во Вселенной <sup>14</sup>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pati J. C., Salam A.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 661.
2. Georgi H., Glashow S. L.— Ibid., 1974, v. 32, p. 438.
3. Kirzhnits D. A., Linde A. D.— Phys. Lett., Sér. B, 1972, v. 42, p. 471.
4. Dolan L., Jackiw R.— Phys. Rev. Ser D, 1974, v. 9, p. 3320.
5. Weinberg S.— Ibid., p. 3357.
6. Guth A. H., Tye S. H.-H.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 631.
7. Поляков А. М.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 430.  
t'Hooft G.— Nucl. Phys. Ser B, 1974, v. 79, p. 279.
8. Zeldovich Ya. B., Khlорov M. Yu.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 79, p. 239.
9. Сахаров А. Д.— Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 32.  
Кузьмин В. А. Ibid., 1970, т. 13, с. 335.  
Ignatiev A. Yu., Krasnikov N. V., Kuzmin V. A., Tavkheldze A. N. Proc. Intern. Conference «Neutrino-77», v. 2, p. 293, Nauka, Moscow (1978); Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 436.  
Yoshimura M.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 281; Ser. E. 1979, v. 42, p. 476.  
Ellis J., Gailard M. K., Nanopoulos D. V.— Phys. Lett., Ser. B, 1979, v. 80, p. 360; Ser. E., 1979, v. 82, p. 464.  
Ignatiev A. Yu., Kuzmin V. A., Sharoshnikov M. E.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 87, p. 114.
10. Kuzmin V. A., Sharoshnikov M. E., Tkachev I. I. IYat preprints P-0195, P-0209.— 1981; Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 397.
11. Игнатъев А. Ю., Кузьмин В. А., Шапошников М. Е.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 726.
12. Зельдович Я. Б., Окунь Л. Б., Кобзарев И. Ю.— ЖЭТФ, 1974, т. 40, с. 1.
13. Brown R. W., Stecker F. W — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 315.
14. Кузьмин В. А., Ткачев И. И., Шапошников М. Е.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 557.