

алмаза беззотонного типа, испытывающий, согласно рентгеновской топограмме, сильную пластическую деформацию.

При возбуждении спонтанного КР аргоновым лазером ($\lambda_{\text{возб}} = 4765, 4880, 5145 \text{ \AA}$) линия 1332 см^{-1} располагалась на высоком пьедестале интенсивной желто-зеленой люминесценции, которая исключала наблюдение каких-либо дополнительных линий.

АП КАРС спектроскопия осуществлялась на описанной в [8] установке с помощью излучения второй гармоники лазера на АИГ и перестраиваемого лазера на красителе. Спектральное разрешение составляло 0.2 см^{-1} , регистрация спектра велась с усреднением по 40 вспышкам. Исследовались пластины толщиной 0.5 мм, вырезанные из алмаза в ориентации (011).

Для подавления сильной линии F_{2g} алмаза использовалась геометрия взаимодействия $e_1 \parallel e_2 \parallel (100)$, где e_1 и e_2 — векторы поляризации волн второй гармоники и лазера на красителе. В этой геометрии не возбуждается рассеяние на недиагональных компонентах тензора поляризуемости F_{2g} алмаза, и в то же время не исключается рассеяние в лонсдейлите на диагональных компонентах A_{1g} (A'_1).

В спектре АП КАРС были зарегистрированы характерная для алмаза линия 1332 см^{-1} шириной 2 см^{-1} , а также линия 1328 см^{-1} шириной 1.4 см^{-1} (см. рисунок), которую следует, по-видимому, отнести к колебанию A'_1 тонких пластинчатых выделений лонсдейлита.

Анализируя спектры КАРС, необходимо учитывать, что в отличие от спонтанного КР сигнал КАРС пропорционален квадрату комбинационной восприимчивости, чем объясняются относительное подавление более слабых линий и наблюдение в спектре лонсдейлита лишь одной линии.

Авторы выражают благодарность Т. М. Зайцевой и С. В. Титкову за подбор образцов для исследования.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Сохор М. И., Футергендлер С. И. // Кристаллография. 1974. Т. 19. № 4. С. 759—762.
- [2] Frondel C., Marvin U. // Nature. 1967. V. 214. N 5088. P. 587—588.
- [3] Bundy F. P., Truel L. F. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 2. P. 503—509.
- [4] Ададуров Г. А., Балувев А. В., Бреусов О. Н. // Изв. АН СССР, неорган. материалы. 1977. Т. 13. № 4. С. 649—653.
- [5] Клия М. О., Милуеве В. А. // Сб. «Рост кристаллов». Ереван, 1977. В. 12. С. 298—307.
- [6] Ахмапов С. А., Коротеев Н. И. // Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981. 543 с.
- [7] Вигасина М. Ф. // ДАН СССР. 1991. Т. 317. № 5. С. 1213—1215.
- [8] Вигасина М. Ф., Иванов А. А., Орлов Р. Ю. // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1985. Т. 26. № 2. С. 100—102.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
13 мая 1991 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 2, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 2, 1992

О ДАЛЬНОДЕЙСТВИИ ПРИ РЕАКЦИИ ВИДА $A+B=0$

В. В. Антонов-Романовский

В последнее время большое внимание уделяется процессам возникновения «упорядоченных» структур из «неупорядоченных» [1]. В настоящей статье по этому поводу высказываются некоторые соображения на основе наших работ,

а также работ других авторов, в которых такого рода процессы выявляются. Хотя работы эти возникли в основном из конкретного интереса, который представлял механизм возникновения окраски при высокоэнергетическом облучении твердых тел и механизм последующего их распада, они также могут представить интерес, например, при исследовании проводимости ряда веществ, рекомбинационного свечения кристаллофосфоров и хода фазовых переходов.

Работы, которые мы хотим упомянуть, посвящены кинетике реакции вида $A+B=0$ как в режиме возбуждения, так и в режиме затухания в их наипростейшем виде. В случае возбуждения предполагается, что он протекает равномерно статистически в объеме, в котором частицы рождаются, а в случае затухания имеется равномерно статистическое исходное их распределение. Частицы A и B мгновенно рекомбинируют, когда расстояние между ними оказывается меньше или равным некоторому критическому расстоянию r_0 .

В режиме возбуждения, согласно [2, 3], A и B предполагаются неподвижными. Поэтому их рекомбинация возможна только в том случае, когда возникающая частица оказывается на расстоянии $r \leq r_0$ от частицы другого сорта. В стационарном режиме образуются скопления (кластеры) одноименных частиц, размеры которых в среднем намного превышают r_0 , но при этом они не зависят от величины области, в которой происходит рекомбинация. В линейной модели, согласно расчету, среднее число частиц в кластере $k \sim 10^2$ [2], что хорошо согласуется с экспериментом на ЭВМ [3], для двумерной и трехмерной соответственно $\sim 10^6$ и $\sim 10^{12}$ [4]. Моделирование на ЭВМ при этом не проводилось из-за недостаточной ее мощности.

В режиме затухания частицы подвижны. В свое время Овчинников и Зельдович [5] в связи с проблемой «Большого взрыва» провели расчет, согласно которому затухание частиц и античастиц убывает со временем по закону

$$n \sim 1/t^{3/4}, \quad (1)$$

что явно медленней, чем в случае простой бимолекулярной реакции, когда

$$n \sim 1/t. \quad (2)$$

Проведенный нами более точный расчет [6] дал, что концентрация

$$n \sim \frac{\ln t}{t}, \quad (3)$$

которая тоже, хотя и не так резко, спадает медленнее, чем $1/t$. Спад более медленный, чем $1/t$, указывает на рост кластеров с течением времени.

Таким образом, возникает интересная, кажущаяся на первый взгляд парадоксальной, ситуация. В режиме стационарного возбуждения размеры кластеров конечны и не зависят от размеров рекомбинационной области, а в режиме затухания, несмотря на убыль концентрации частиц, кластеры, хотя число их при этом уменьшается, непрерывно увеличивают свои размеры!

Оказывается, однако, что и при стационарном возбуждении при неподвижных частицах имеется процесс, тоже зависящий только от величины рекомбинационной области. Этот процесс скрытый, но его можно выявить на примере линейной модели [7]. Пусть L — длина рекомбинационной области. Разделим ее пополам и раздвинем обе ее половины на расстояние r_0 , а механизм возбуждения оставим прежним. Тогда, как известно, на каждой половине частицы будут накапливаться пропорционально \sqrt{N} , где N — число рожденных частиц. Это означает, что рекомбинация, происходящая на любом участке L , оказывает влияние на общее накопление частиц! Суммарный же эффект воздействия всех участков L таков, что накопления уже не происходит.

В статье Пригожина [1] говорится о макроскопических эффектах, связанных с близкодествующими силами, но не упоминаются эффекты более широкого масштаба, что и побудило написать настоящую статью.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Пригожин И. // Вопросы философии. 1989. № 8. С. 3—19.
- [2] Антонов-Романовский В. В. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 3. С. 2384—2393; Phys. Stat. Sol. (b). 1984. V. 121. P. 133—144.
- [3] Антонов-Романовский В. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 2. С. 599—601.
- [4] Antonov-Romanovskii V. V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1984. V. 125. P. 517—521.
- [5] Ovchinnikov A. A., Zeldovich Ya. B. // Chem. Phys. 1978. V. 28. N 2. P. 215—218.
- [6] Антонов-Романовский В. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 327—335.
- [7] Антонов-Романовский В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3364—3368.

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
Москва

Поступило в Редакцию
24 июня 1991 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 2, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 2, 1992

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ТЕРМОЭДС СМИТИТА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ВЫШЕ 20 ГПа

А. Н. Бабушкин, В. Б. Злоказов, Г. М. Злоказова

Смитит AgAsS_2 является материалом со сложными ионно-ковалентными химическими связями и имеет кристаллическую структуру, подобную структуре известного сегнетоэлектрика—полупроводника прустита Ag_3AsS_3 . Исследования электрофизических свойств смитита показали, что его проводимость при нормальном давлении определяется как дырками, так и ионами серебра, причем вклад последних значителен [1].

Влияние гидростатических давлений до 5 ГПа на оптические свойства смитита изучено авторами исследований [2—4], показавшими, что барический коэффициент прямой запрещенной зоны составляет от 0.056 до 0.087 эВ/ГПа. Отсюда следует, что прямое перекрывание валентной зоны и зоны проводимости возможно при давлениях от 26 до 40 ГПа (при ширине запрещенной зоны для прямых переходов 2.287 эВ [3]). Электрические характеристики смитита при высоких давлениях не изучены.

Цель нашей работы — исследование влияния давлений выше 20 ГПа на электропроводность и термоэдс смитита и уточнение условий перехода этого материала в металлическое состояние. Электропроводность измеряли в интервале температур 77—300 К, термоэдс — при комнатной температуре. Для измерений использовали синтетические монокристаллы смитита, условия синтеза и аттестация которых описаны в [1]. Для генерации давления применяли камеру высокого давления (КВД) с наковальнями типа «закругленный конус — плоскость», изготовленными из синтетических поликристаллических алмазов «карбонадо» [5]. Особенности исследований электрофизических свойств материалов при использовании КВД такого типа рассмотрены, в частности, в [6].

Сопротивление смитита монотонно уменьшается с ростом давления (см. рисунок, а). Во всем интервале давлений (20—39 ГПа) и температур (77—300 К) температурные зависимости сопротивления определяются обычным активационным механизмом (коэффициент корреляции при обработке этих зависимо-