

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.226+620 178 7+535 8

**ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ УДАРНО СЖАТЫХ  
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ***С. Б. Кормер*

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	641
I. Исследование оптических свойств ударно сжатых конденсированных веществ, структуры и гладкости фронта ударных волн большой амплитуды	
§ 1. Методика эксперимента . . . . .	644
§ 2. Ширина фронта и гладкость ударных волн в конденсированных инертных и взрывчатых веществах . . . . .	647
§ 3. Зависимость показателя преломления жидких диэлектриков от плотности. Аномальное поведение ударно сжатого четыреххлористого углерода . . . . .	650
§ 4. Исследование оптических свойств ударно сжатых ионных кристаллов. Неравновесные состояния . . . . .	653
§ 5. Оптические исследования упруго-пластической волны в стекле . . . . .	657
§ 6. Фазовое превращение воды в лед VII при ударном сжатии . . . . .	659
II. Исследование равновесного излучения фронта ударной волны. Экспериментальное определение температур . . . . .	661
§ 7. О возможности измерения температур ударно сжатых конденсированных веществ. Основы метода . . . . .	661
§ 8. Измерение температур ударно сжатых ионных кристаллов и выявление их кривых плавления до давлений 0,5—3 Мбар . . . . .	664
§ 9. Измерение температур ударно сжатых флексигласа и четыреххлористого углерода . . . . .	670
III. Поглощение света ударно сжатыми ионными кристаллами. Механизм поглощения и проводимости . . . . .	672
§ 10. Экспериментальное определение коэффициента поглощения . . . . .	672
§ 11. Механизмы поглощения света и проводимости в ударно сжатых ионных кристаллах . . . . .	673
IV. Неравновесное излучение ударно сжатых ионных кристаллов . . . . .	677
§ 12. Неравновесное излучение при низких температурах. Электролюминесценция ударно сжатого вещества . . . . .	677
§ 13. Неравновесное излучение при высоких температурах. Электронная экранировка излучения . . . . .	680
Цитированная литература . . . . .	683

## ВВЕДЕНИЕ

Динамический метод создания и измерения высоких давлений, развитый в послевоенные годы (см. обзорные работы <sup>1-3</sup>), позволяет исследовать свойства конденсированных веществ. Первоначально основной целью этих исследований было определение ударных адиабат веществ нормальной и пониженной плотности и их изэнтропической сжимаемости, знание которых позволяет, с привлечением тех или иных модельных представлений теории твердого тела, прийти к уравнению состояния вещества в области высоких плотностей, давлений и температур <sup>4-17</sup>. В первую очередь исследованию были подвергнуты металлы, для которых диапазон обследованных давлений уже в первых работах достиг сотен тысяч <sup>5</sup>

и миллионов бар<sup>6</sup>. На этом пути сейчас получены данные для нескольких десятков элементов и соединений в широком диапазоне давлений до 10 Мбар<sup>12, 14, 18</sup>. Стремление к достижению максимально возможных пределов ставит в повестку дня замену химических взрывчатых веществ (ВВ) ядерными<sup>19, 20</sup>, что позволит достичь давлений в несколько сотен мегабар и приблизиться к области, где становятся справедливыми выводы квантостатистической модели Томаса — Ферми<sup>21, 22</sup>. Благодаря исследованиям полиморфных превращений при высоких давлениях и температурах, приведшим к получению искусственных алмазов, достижения физики высоких давлений стали известны широким кругам специалистов. В динамических условиях этот переход<sup>1</sup> происходит за времена в  $10^7$ — $10^{14}$  раз меньшие, чем при статическом приложении давлений. Отсюда возник интерес к химии сверхвысоких давлений<sup>23, 24</sup>, которая сейчас уже делает свои первые шаги<sup>25-28</sup>.

Исследование и осуществление превращений веществ вызывает интерес к кинетике процессов, происходящих при ударном сжатии на фронте ударной волны, представляющем собой во многих отношениях замечательное явление. Внутри слоя толщиной всего в несколько десятков межатомных расстояний происходит необратимое превращение в тепло значительной части кинетической энергии, сообщаемой веществу при ударном сжатии; энтропия, давление, плотность и температура меняются от своих начальных до во много раз их превосходящих конечных значений. Ударная волна является мощным генератором дефектов, рождающихся в процессе сильной пластической деформации, происходящей на ее фронте. Эти нарушения идеальности кристалла, как и в нормальных условиях, определяют во многом электрические, оптические и другие его физические свойства. Рождение дефектов приводит к ускорению фазовых превращений<sup>29, 20, 30</sup>, о которых говорилось выше, и обуславливает относительно высокую проводимость, поглощательную способность<sup>30</sup>, а возможно, и поляризацию ударно сжатых диэлектриков, обнаруженную рядом исследователей<sup>31-41</sup>.

Все это вызывает интерес к изучению процессов, происходящих на фронте ударной волны. В этом смысле особый интерес представляют оптические методы, использующие в качестве инструмента исследования луч света. Они позволяют регистрировать изменение состояний в слоях толщиной порядка сотой доли длины световой волны, не доступных для исследования другими экспериментальными методами, используемыми при изучении быстро протекающих явлений.

Особенности метода позволили<sup>42-45</sup> экспериментально установить, что при сжатии ударной волной скачок плотности в конденсированных веществах происходит в слое толщиной  $\leq 10^{-6}$  см и достигается за время  $\tau \approx 10^{-12}$  сек, сравнимое с временем установления равновесия при фононофононном взаимодействии. Оказалось, что фронт ударной волны в высокой степени гладок (зеркален). Его шероховатость заметно меньше  $10^{-6}$  см<sup>42</sup>. Шероховатости порядка  $10^{-5}$  см обнаружены на фронте ударной волны детонирующего жидкого взрывчатого вещества<sup>46, 47</sup>. Исследованиями отражения и преломления света, падающего на ударно сжатое вещество, установлено<sup>42-45</sup>, что показатель преломления как жидких, так и твердых веществ растет линейно с ростом плотности в широком интервале плотностей, вплоть до  $\rho \approx 2\rho_0$ , где  $\rho_0$  — плотность вещества при атмосферном давлении. При этом коэффициент пропорциональности близок к его величине при атмосферном давлении. Обнаружена<sup>45</sup> аномально высокая отражательная способность фронта ударной волны в четыреххлористом углероде при плотности, в 1,9 раза превышающей нормальную. Плавление ионных кристаллов в сжатом состоянии приводит<sup>43</sup> к росту как самого

показателя преломления, так и его производной (примерно в 1,5—1,7 раза), в то время как при атмосферном давлении оно сопровождается уменьшением показателя преломления. Оба факта обусловлены различием в зависимости показателя преломления от плотности в жидкой и твердой фазах вещества и в свою очередь — изменением характера межмолекулярного взаимодействия при плавлении. Высокая чувствительность метода к градиенту плотности позволила <sup>43</sup> выявить структуру фронта ударной волны в веществах, претерпевающих полиморфное превращение. Так, в KCl и KBr, испытывающих фазовый переход при 20 кбар <sup>48, 16</sup>, обнаружено <sup>43</sup> существование первой фазы при давлении 100 кбар в течение времени порядка  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  сек. Такое же время характерно <sup>44</sup> для перехода стекла (тяжелый флинт) в пластическое состояние при давлении, превышающем 260 кбар. Ниже этого давления состояние стекла сначала характеризуется неравновесной адиабатой упругого сжатия. Переход в пластическое состояние носит релаксационный характер.

Исследованиями оптических свойств воды при ступенчатом приложении давлений с амплитудой 20—40 кбар обнаружено <sup>176</sup> фазовое превращение воды в лед VII. Интересно, что при динамическом приложении давлений вода замерзает за времена порядка  $10^{-7}$  сек.

Ценную информацию о свойствах веществ дали исследования их излучения при ударном сжатии. Исследование роста яркости излучения по мере распространения ударной волны по веществу дало возможность определить <sup>49, 30</sup> коэффициент поглощения ударно сжатых ионных кристаллов в условиях высоких температур. Найденные значения коэффициентов поглощения примерно в 100 раз превышают значения при нормальных условиях. Исследования, выполненные как в Советском Союзе <sup>50, 15</sup>, так и в США <sup>51, 20</sup>, показали, что проводимость диэлектриков за фронтом ударной волны возрастает более чем в  $10^{10}$  раз. Из анализа данных по поглощению и проводимости ударно сжатых ионных кристаллов сделан вывод <sup>30</sup> о том, что ударная волна переводит диэлектрик в полупроводник с донорными уровнями, термическая ионизация которых приводит к появлению свободных электронов в зоне проводимости. Согласно этому механизму, относительно высокая концентрация свободных электронов ( $10^{18}$  см<sup>-3</sup>) определяет как поглощательную способность ударно сжатых ионных кристаллов, так и их проводимость <sup>30</sup>.

В конденсированных веществах установление термодинамического равновесия происходит много быстрее, чем в ударно сжатых газах (примерно обратно пропорционально их плотностям). Относительно высокая поглощательная способность ударно сжатых конденсированных диэлектриков <sup>49, 30</sup> и малые времена ( $\sim 10^{-9}$  сек), в течение которых электроны успевают перейти в зону проводимости и прийти в равновесие с решеткой <sup>30</sup>, делают возможным в определенной области температур их измерение в ударно нагретом веществе <sup>49</sup>. Существенным результатом этих исследований явилось выявление кривых плавления ряда ионных кристаллов до рекордно высоких давлений 0,5—2,5 Мбар, положение которых было известно только на самом начальном участке (20—40 кбар). Если во многих отношениях получение высоких давлений путем ударного сжатия не может полностью заменить статическое сжатие, так как при этом меняются сразу два параметра — плотность и температура, то для исследования плавления веществ здесь сама природа идет навстречу исследователю. Изменяя давление, мы изменяем температуру, и в определенном интервале давлений состояния на динамической адиабате представляют собой участок кривой плавления <sup>49</sup>.

При сжатии ионных кристаллов в 1,7 раза они остаются в твердом состоянии до температур примерно 4000° К <sup>49</sup>, превышающих температуры

плавления наиболее тугоплавких металлов. Анализ экспериментальных данных показал, что скачок энтропии при плавлении в сжатом состоянии близок к найденному при атмосферном давлении. Таким образом, теплота плавления растет при сжатии пропорционально температуре плавления<sup>49</sup>. Напротив, объемные изменения при плавлении ионных кристаллов, сжатых в 1,5—2 раза, примерно на порядок меньше скачка объема, сопровождающего плавление при атмосферном давлении. Определена роль ангармоничности колебаний и показано<sup>49</sup>, что она мало влияет на теплоемкость твердого тела вплоть до температур плавления порядка 4000° К ( $\Delta c_p/c_p \leq 10\%$ )

Вместе с тем теплоемкость органического соединения — плексигласа значительно растет с ростом температуры. Дальнейшее повышение давления при ударном сжатии плексигласа приводит<sup>52</sup> к глубокому разрыву химических связей. Изменение фазовых состояний выявлено при динамическом нагружении четыреххлористого углерода.

При сжатии ряда ионных кристаллов относительно малыми давлениями (порядка нескольких сотен килобар) обнаружено неравновесное излучение, намного превосходящее тепловое. Так, в LiF при  $P = 340$  кбар измеренный световой поток превышает ожидаемое равновесное значение в  $10^{17}$  раз. Другой вид неравновесного излучения обнаружен при ударном сжатии ионных кристаллов давлениями 2—5 Мбар. В этих условиях яркость излучения оказалась много меньше той, которая отвечает равновесной температуре. Яркостные температуры тем больше отличаются от расчетно ожидаемых, чем меньше ширина энергетической щели. Обнаруженный эффект объяснен экранировкой равновесного излучения впереди лежащими слоями ударно сжатого вещества, в которых температура электронов еще не достигла равновесного значения.

В обзоре приводятся основные результаты, полученные при исследовании оптических свойств ударно сжатых диэлектриков и их температур за фронтом ударной волны. Некоторое внимание уделено методам исследования и их обоснованию, поскольку в литературе (особенно зарубежной) нет сейчас единого мнения о возможностях оптических методов при изучении свойств ударно сжатых веществ, в результате чего, по-видимому, число работ этого направления весьма ограничено. Большая часть результатов, приводимых в обзоре, получена в лаборатории автора в период с 1956 по 1966 г. Результаты широких исследований оптических свойств диэлектриков при статическом сжатии изложены в обзорных статьях Дрикамера, Вейера и др.<sup>53-55</sup>, и здесь мы специально на них останавливаться не будем. Не рассматриваются также методы получения и измерения давлений и плотностей при динамическом нагружении, в том числе и оптические, без которых, однако, расшифровка любых других свойств вещества невозможна. Эти вопросы достаточно полно изложены в обстоятельном обзоре Альтшулера<sup>1</sup>, монографии Зельдовича и Райзера<sup>2</sup>, а также в обобщающих статьях Райса, Мак-Квина и Уолша<sup>3</sup>, Алдера<sup>20</sup> и Дила<sup>54</sup>.

## 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УДАРНО СЖАТЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ, СТРУКТУРЫ И ГЛАДКОСТИ ФРОНТА УДАРНЫХ ВОЛН БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

### § 1. Методика эксперимента

Распространение по веществу сильной ударной волны сопровождается увеличением его плотности и температуры, изменением ряда других свойств, в том числе оптических. Уже одно изменение плотности приводит к росту показателя преломления и к оптической неоднородности среды.

На этом основаны многие способы оптической регистрации процессов с возникновением ударных волн в прозрачных средах.

Оптические свойства и, в частности, отражательная способность ударного фронта связаны с его гладкостью и толщиной. Высокая чувствительность отражательной способности к градиенту плотности была впервые использована Хорнигом и его сотрудниками<sup>56, 57</sup> для исследования структуры фронта ударной волны и структуры детонационного фронта в газах. Ими же исследовалась<sup>58</sup> структура ударной волны в жидкостях при весьма малых давлениях, порядка нескольких атмосфер.

Знание отражательной способности фронта ударной волны в конденсированных средах важно также для определения испускательной способности ударно нагретых веществ при измерении температуры по их излучению (подробнее см. § 7). Первоначально именно для этой цели автором (в 1957 г.) было предложено исследовать отражательную способность ударно сжатых веществ. Метод, разработанный совместно с Юшко, Синицыным и Кришкевичем<sup>42-45, 176</sup>, нашел в дальнейшем применение для исследования широкого класса явлений. Успеху исследований во многом способствовало участие в них Зельдовича.

В<sup>42-45, 176</sup> регистрация света, отраженного от фронта ударной волны, производится через слой несжатого, первоначально прозрачного вещества по мере распространения по нему ударной волны. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Если исследуемое вещество остается прозрачным после сжатия в ударной волне, то из хода лучей в рассматриваемой схеме опыта можно определить показатель преломления сжатого вещества, воспользовавшись следующим соотношением:

$$\frac{n_3^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi}{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi} = \frac{\mu}{\sigma}, \quad (1)$$

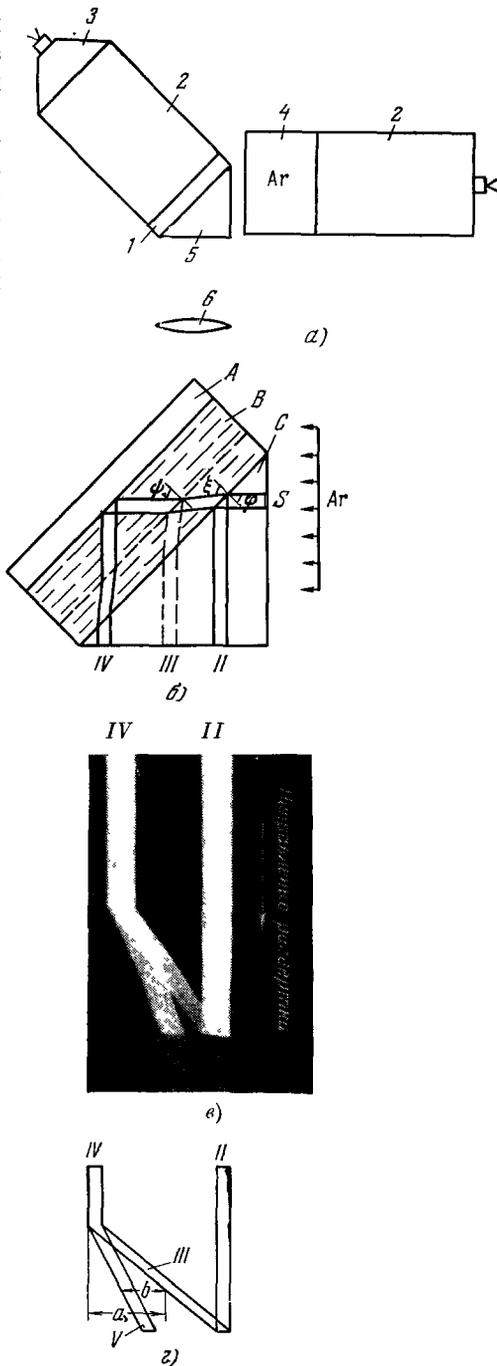


Рис. 1. Схема (а, б) и результат (в, г) опыта по измерению показателя преломления ударно сжатого вещества и отражательной способности фронта ударной волны.

II, IV — отражение света от неподвижных границ B — C и A — B, III, V — отражение света от фронта ударной волны и движущейся границы A — B, 1 — исследуемое вещество; 2, 3 — заряды ВВ, 4 — взрывной источник света; 5 — призма, 6 — скоростной фотохронограф

где  $\varphi$  — угол падения,  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_3$  — показатели преломления в призме, исследуемом веществе в несжатом и сжатом состояниях,  $\mu = a/b$  (см. рис. 1, з). На результатах этого метода определения показателя преломления не сказывается ширина фронта ударной волны, поскольку она весьма мала по сравнению с толщиной сжатого вещества. Несмотря на значительно меньшую точность ( $\Delta n/n_0 \approx 1-2\%$ ), чем в обычных рефрактометрических измерениях, метод позволяет определить показатель преломления вещества, сжатого в 1,5—2 раза, и дает возможность получить представление о зависимости показателя преломления от плотности в существенно более широком интервале плотностей. Вместе с тем точность метода может быть повышена. Так, в недавно опубликованной работе<sup>59</sup> показатель преломления ударно сжатых жидкостей был определен с точностью до третьего знака.

Представленная на рис. 1 схема опыта позволяет определить коэффициент отражения света от фронта ударной волны. Для этого достаточно количественно сопоставить интенсивность отраженного от фронта ударной волны светового потока с интенсивностью того же пучка, отраженного от оптической границы с известной отражательной способностью. Такой реперной поверхностью является оптическая граница исследуемого вещества и призмы (граница  $B - C$ ).

Коэффициент отражения света от фронта ударной волны можно найти из соотношения

$$R_{y.v} = \frac{I_{y.v}}{I_{\text{реп}}} \frac{R_{\text{реп}}(\varphi)}{[1 - R_{\text{реп}}(\varphi)]^2}; \quad (2)$$

здесь  $I_{y.v}/I_{\text{реп}}$  — отношение интенсивностей световых потоков, отраженных от фронта ударной волны и реперной поверхности, найденное по почернениям на фотопленке фотометрическим способом,  $R_{\text{реп}}(\varphi)$  — коэффициент отражения от реперной поверхности.

При работе с неполяризованным светом соотношение (2) может рассматриваться лишь как приближенное. Разрешающая способность метода в условиях взрывного эксперимента, когда исследуемое вещество расположено примерно в 10—15 м от регистрирующего прибора, составляет  $R \geq 10^{-3}$ . Погрешность отдельного измерения при определении коэффициента отражения  $\Delta R/R \approx \pm (5-10)\%$ .

Специфика взрывного эксперимента и относительно ограниченная яркость имеющихся источников света не позволили во многих случаях проводить спектральные измерения. Поэтому объектами исследования выбирались вещества, имеющие незначительную дисперсию в видимой части спектра.

Изложенные выше методы были использованы для исследования оптических свойств как жидких, так и твердых, первоначально прозрачных диэлектриков. Вариация давлений в исследуемом веществе достигалась как вариацией мощности применяемых взрывчатых веществ, так и использованием для генерации ударной волны в исследуемом веществе удара по нему пластин из различных материалов, разгоняемых продуктами взрыва<sup>7, 15, 16, 49</sup>.

О состоянии ударно сжатого вещества можно судить по скорости распространения ударной волны в нем, которая определяется в том же опыте.

В дальнейшем повышение яркости внешнего источника света может позволить перейти к спектральным исследованиям изменения дисперсии показателя преломления при сжатии вещества и определению края полосы поглощения. Такие измерения могут дать информацию об изменении

электронной структуры конденсированных диэлектриков и переходе их в металлическое состояние. Это позволит распространить ведущиеся сейчас исследования Дрикамера и др. (см. <sup>54, 55, 19</sup>) при статическом сжатии веществ на существенно более широкую область плотностей. Перспективным в этом смысле является применение метода отражения света в условиях, когда мощная ударная волна создается не взрывом ВВ, а ударом пластины, разогнанной в водородной или гелиевой пушке <sup>60</sup>. Возможность существенного приближения регистрирующей аппаратуры к исследуемому объекту в этом случае, в сочетании с повышением яркости внешнего источника, позволит заметно повысить точность и разрешающую способность метода.

## § 2. Ширина фронта и гладкость ударных волн в конденсированных инертных и взрывчатых веществах

В идеализированном представлении фронт ударной волны в конденсированном веществе рассматривается как бесконечно тонкая поверхность разрыва между покоящимися и движущимся веществами. В действительности из-за влияния вязкости и теплопроводности фронт ударной волны имеет конечную ширину. В оптических исследованиях, когда свет отражается от участков с наибольшим  $dn/dx$ , целесообразно толщину переходного слоя определять как

$$\Delta x = \frac{\Delta n}{(dn/dx)_{\max}} \equiv \frac{\Delta \rho}{(d\rho/dx)_{\max}}. \quad (3)$$

Тождественность характера поведения  $\rho$  и  $n$  позволяет непосредственно связывать изменение отражательной способности с изменением плотности. Напомним, что правая часть (3) есть не что иное, как прандтлевское определение ширины фронта ударной волны. Согласно <sup>58, 61</sup>, ширина фронта в жидкостях при весьма малых амплитудах ударной волны в несколько десятков атмосфер составляет  $10^{-4}$  см. Известно <sup>62, 2</sup>, что чем больше интенсивность волны, т. е. чем больше скачок давления в ней, тем ширина фронта меньше.

Однако до последнего времени не было экспериментальных исследований с разрешающей способностью лучшей, чем  $10^{-2}$  см (см. <sup>29</sup>). Применение метода отражения света позволило ликвидировать этот пробел. Оценки показали, что при профиле переходного слоя согласно <sup>63</sup> падающий свет отражается в соответствии с Френелем при  $L/\lambda \leq 10^{-2}$ , что при  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см дает  $L \leq 5 \cdot 10^{-7}$  см. Напротив, при  $L \leq 5 \cdot 10^{-6}$  см  $\approx \lambda/2\pi$  свет практически не будет отражаться от оптической границы. Это позволяет разрешать размытие фронта порядка  $10^{-6}$  см, что недоступно каким-либо другим способам.

В качестве объектов исследования в <sup>45</sup> были выбраны в первую очередь глицерин, этиловый спирт и вода, остающиеся достаточно прозрачными за фронтом ударной волны вплоть до давлений 100—300 кбар. Это позволило сопоставить значение показателя преломления, определенного непосредственно из хода лучей в сжатом веществе, когда переходной слой не влияет на результаты измерения <sup>42</sup>, с показателем преломления  $n_{\Phi}$ , рассчитанным по формулам Френеля из экспериментально определенного коэффициента отражения. Как для глицерина, так и для этилового спирта (рис. 2) в пределах точности эксперимента  $n_{\Phi} \approx n_r$ . Это говорит о том, что скачок плотности на фронте ударной волны происходит в слое толщиной, не превышающей сотни ангстрем, и за время порядка  $10^{-12}$  сек. Тот

же вывод следует и из результатов измерений коэффициента отражения света от фронта ударной волны в толуоле ( $P = 170$  кбар,  $\sigma = 1,76$ ) при

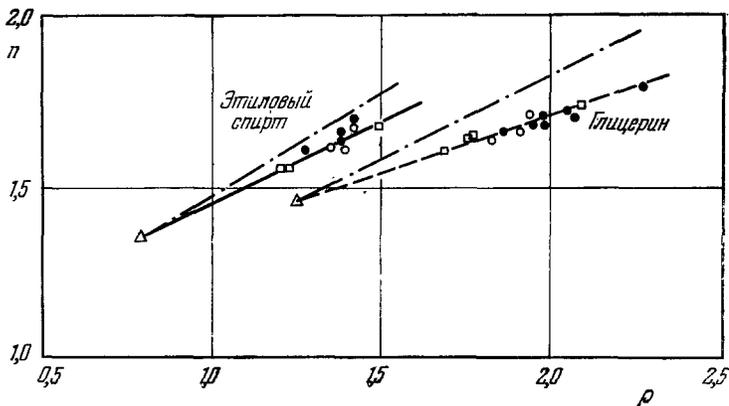


Рис. 2. Зависимость показателя преломления от плотности для этилового спирта и глицерина<sup>45,59</sup>.

Расчет по формуле Лоренца — Лорентца (6) (---) и по (9) (—). Экспериментальные данные получены фотометрическим способом в<sup>45</sup> (●) и геометрическим способом в<sup>45</sup> (○) и<sup>59</sup> (□).

различных углах падения. Вполне удовлетворительное согласие полученных экспериментальных результатов (рис. 3) с френелевской зависимостью

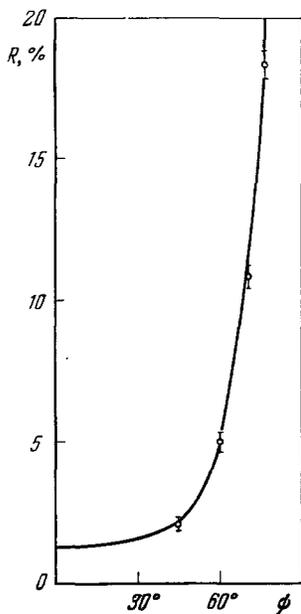


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения света фронтом ударной волны в толуоле от угла падения.

Сплошная линия — расчет по Френелю для  $n = 1,95$  ( $\sigma = 1,76$ ),  $n_0 = 1,492$ , ○ — эксперимент<sup>45</sup>.

говорит о резком скачке плотности на фронте ударной волны. Аналогичные результаты были получены для бензола и плексигласа. Вывод о существовании столь же крутого профиля ударной волны можно сделать и из результатов исследования ионных кристаллов (см. § 4).

Исключением явились результаты, полученные при ударном сжатии воды<sup>42</sup>

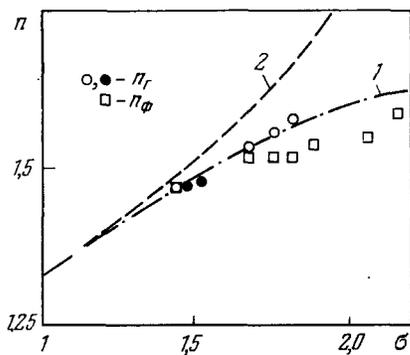


Рис. 4. Зависимость показателя преломления воды от степени сжатия ( $\sigma$ ) в ударной волне.

1 — расчет по (8)<sup>42</sup>; 2 — то же по Лоренцу — Лорентцу (6); ○, □ — эксперимент по<sup>42</sup>; ● — то же по<sup>59</sup>.

(рис. 4). Здесь, начиная с  $\sigma \approx 1,6$  ( $P \approx 90$  кбар), показатели преломления найдены фотометрическим способом; они оказались несколько меньшими найденных геометрическим способом.

Это, очевидно, может быть объяснено конечностью переходного слоя, в котором происходит сжатие воды. Вязкость воды при нормальных условиях приводит к ширине фронта, которая не должна вызывать сколько-нибудь заметные отклонения от формул Френеля. Данные фотометрического метода можно объяснить <sup>42</sup>, если, следуя <sup>64</sup>, предположить, что вязкость воды сильно возрастает при давлении  $P_k = 60 \div 80$  кбар. Тогда при давлениях  $P_1$  в ударной волне выше  $P_k$  следует ожидать структуру фронта, соответствующую быстрому сжатию от  $P_k$  до  $P_0$  и плавному (за счет вязкости) сжатию от  $P_k$  до  $P_1$ . Отметим при этом, что ни в глицерине, имеющем в нормальных условиях существенно большую вязкость, чем вода, ни в ударно сжатых плексиглазе и ионных кристаллах, остающихся за фронтом ударной волны в твердом состоянии, роль вязкости не проявилась. В этом смысле поведение воды оказалось аномальным.

Исследования отражательной способности фронта ударных волн в конденсированных веществах свидетельствуют также об их высокой степени гладкости (зеркальности). Качественно об этом говорят резко очерченные края луча, отраженного от фронта ударной волны, и отсутствие диффузного фона (см., например, фотохронограмму рис. 1, е).

Количественно степень шероховатости фронта ударной волны можно оценить, воспользовавшись результатами работы <sup>47</sup>, где ее влияние на отражательную способность фронта рассматривалось в рамках волновой теории отражения света.

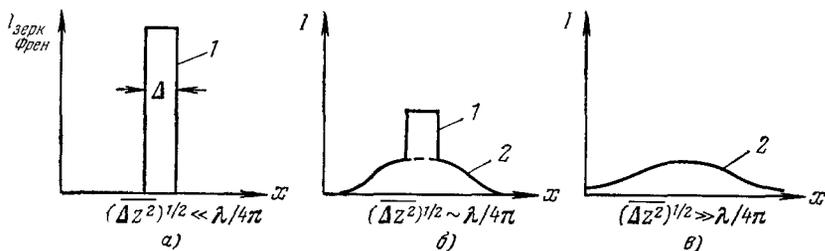


Рис. 5. Изменение характера и интенсивности отражения света (под углом зеркального отражения) в зависимости от степени шероховатости поверхности <sup>47</sup>.

1, 2 — зеркальное и диффузное отражения; Δ — ширина источника света.

Существование на фронте шероховатости, сравнимой с длиной волны падающего света  $\lambda$ , приводит к уменьшению интенсивности зеркального отражения и появлению диффузного отражения. При случайном характере распределения шероховатостей <sup>47</sup>

$$I_{\text{шер}} \approx I_{\text{зерк}} \exp(-4k^2 \overline{\Delta z^2} \cos^2 \psi), \tag{4}$$

где  $I_{\text{шер}}$ ,  $I_{\text{зерк}}$  — интенсивность зеркального отражения от шероховатой и гладкой поверхностей соответственно,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\psi$  — угол падения,  $\overline{\Delta z^2}^{1/2}$  — шероховатость. В зависимости от степени шероховатости характер отражения света и его интенсивность меняются (рис. 5).

Так как экспериментально измеренные коэффициенты отражения находятся в хорошем соответствии с рассчитанными по измеренному в тех же условиях показателю преломления (см. рис. 2), с точностью до оценки метода можно считать, что шероховатость фронта ударной волны не превышает  $(\overline{\Delta z^2})^{1/2} = 2 \cdot 10^{-6}$  см.

Метод отражения света благодаря его высокой чувствительности к степени шероховатости фронта ударной волны был применен <sup>46, 47, 65, 66</sup>, по предложению Зельдовича, для исследования гладкости ударной волны в детонирующих жидких взрывчатых веществах. Интерес к этому вопросу возник в последние годы благодаря работам Щелкина <sup>67, 68</sup>, предположившего, что не только для газов, но и для конденсированных ВВ

характерна неустойчивость одномерного режима<sup>69</sup> детонационной волны. В<sup>46, 47</sup> экспериментально исследовалась прозрачная жидкая взрывчатая

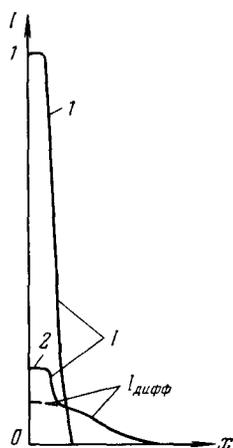


Рис. 6. Относительное распределение интенсивности света, отраженного от детонационного фронта<sup>47</sup>. 1, 2 — пересжатая и нормальная детонация стехиометрического состава дихлорэтана и азотной кислоты.

смесь концентрированной азотной кислоты и дихлорэтана. Ее стехиометрический состав (60/40 весовых частей) по взрывчатым свойствам напоминает тротил. Рассмотрение полученных результатов в рамках волновой теории отражения света позволило установить<sup>47</sup>, что фронт ударной волны в детонирующей жидкости не является идеально зеркальным. Шероховатость фронта приводит к уменьшению интенсивности зеркального отражения и появлению диффузного отражения. На рис. 6 даны зависимости интенсивности отраженного луча по его сечению для различных случаев; из него следует, что характер отражения вида рис. 5, а обнаружен для пересжатой детонационной волны, а вида рис. 5, б — для нормальной детонации стехиометрического состава. При нормальной детонации шероховатость фронта ударной волны не превышает  $10^{-5}$  см со средним периодом  $5 \cdot 10^{-4}$  см. Средний угол наклона шероховатостей составляет  $1^\circ$ <sup>47</sup>. Невьясненным осталась причина возникновения шероховатости фронта<sup>74</sup>. Либо мы имеем дело с картиной аналогичной той, которая наблюдается для газовой детонации<sup>70</sup>, где в смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  минимальный масштаб был  $10^{-2}$  см, либо неоднородности возникают в зоне химической реакции и вызывают неоднородность фронта ударной волны (в силу дозвуковой скорости в области между волной и зоной реакции). Но эта неоднородность фронта не оказывает заметного обратного влияния на реакцию.

### § 3. Зависимость показателя преломления жидких диэлектриков от плотности.

Аномальное поведение ударно сжатого четыреххлористого углерода.

В большинстве работ, посвященных исследованию зависимости показателя преломления  $n$  жидких диэлектриков от плотности  $\rho$ , полученные результаты относятся к достаточно узкому интервалу плотностей, определяемому их тепловым расширением<sup>71, 72</sup>. Несколько более широкий интервал плотностей обследован в условиях статического сжатия<sup>73-75</sup>. В<sup>73</sup> исследована зависимость показателя преломления воды, спирта и их смесей в диапазоне давлений до 1500 атм. В большинстве случаев экспериментальные результаты лучше описываются<sup>73, 74, 76</sup> эмпирическим соотношением Глэдстона — Дэйла

$$\frac{n-1}{\rho} = \text{const}, \quad (5)$$

чем формулой Лоренца — Лорентца

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = \text{const} \quad (6)$$

или формулой Друде

$$\frac{n^2-1}{\rho} = \text{const}. \quad (7)$$

Исследование оптических свойств ударно сжатых веществ позволяет определить зависимость  $n(\rho)$  в существенно более широком диапазоне плотностей, в 1,5–2 раза превышающих начальную плотность вещества. Такие исследования были предприняты<sup>42, 45, 59</sup> для нескольких жидкостей. Результаты, полученные как фотометрическим<sup>45</sup>, так и геометрическим<sup>42, 45, 59</sup> методами (см. § 1), представлены на рис. 7. Переход от экспериментально найденных коэффициентов отражения к показателю преломления в фотометрическом методе осуществлялся по формуле Френеля. Степень сжатия определялась из экспериментально найденной скорости ударной волны и известных<sup>77</sup> ударных адиабат исследуемых жидкостей. Из рис. 7 следует, что экспериментальные данные, полученные для разных жидкостей, группируются вокруг прямой  $(n - 1)/(n_0 - 1) = \sigma = \rho/\rho_0$  ( $n_0$  и  $\rho_0$  — показатель преломления и плотность при атмосферном давлении), отражающей зависимость  $n(\sigma)$  по Глэдстону — Дэйлу. Ни для одной из исследованных жидкостей экспериментальные данные не попадают в заштрихованные области, границы которых отвечают зависимости  $n(\sigma)$  по Лоренцу — Лорентцу или Друде для  $n_0 = 1,33$  и 1,50. Аналогично взаимное соответствие экспериментальных данных<sup>71–76</sup> и зависимостей (5) — (7) при  $\sigma \approx 1$  (рис. 8).

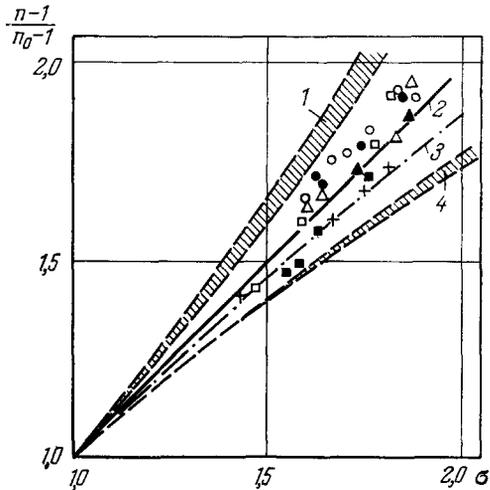


Рис. 7. Зависимость показателя преломления жидких диэлектриков от степени сжатия<sup>42, 45</sup>.

○ — толуол,  $n_0 = 1,492$ ; ● — бензол,  $n_0 = 1,496$ ; ▲ — ацетон,  $n_0 = 1,359$ ; ■ — глицерин,  $n_0 = 1,472$ ; + — вода,  $n_0 = 1,333$ ; △ —  $\text{CCl}_4$ ,  $n_0 = 1,457$ ; □ — этиловый спирт,  $n_0 = 1,362$ . Расчет: по (6) — 1, по (5) — 2, по (8) — 3 и по (7) — 4.

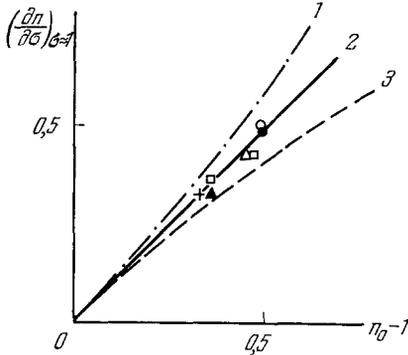


Рис. 8. Сравнение экспериментальных значений  $(dn/d\sigma)_{\sigma \approx 1}$  с рассчитанными по уравнениям (6) — 1, (5) — 2 и (7) — 3.

Обозначения экспериментальных точек те же, что и на рис. 7.

ударном сжатии воды давлениями 1440 атм ее плотность увеличивается до 1,75 г/см<sup>3</sup>, а температура — до 875° С<sup>78</sup>. В<sup>42</sup> для учета совместного влияния плотности и температуры на показатель преломления воды предложено соотношение

$$n = 1,334 + 0,334(\sigma - 1) - 1,90 \cdot 10^{-5} T \sigma \tag{8}$$

(где  $T$  измеряется в градусах Цельсия,  $\sigma = \rho/\rho_0$ ), удовлетворительно описывающее показатель преломления паров воды, равный, по опытным данным,  $n = 1 + 0,33\rho$ <sup>79</sup>, и показатель преломления льда<sup>79</sup> ( $n = 1,311$  при  $\rho = 0,9168$ ).

Соотношение (8) отличается от формулы Глэдстона — Дэйла температурным членом. В области плотностей и температур, достигаемых на фронте ударной волны в воде, результаты расчетов по (8) (см. штрих-пунктирную линию на рис. 7) удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями показателя преломления. В формуле (8) значение  $(\partial n/\partial T)\rho$  взято из работы Рамана<sup>76</sup>. Такого же порядка значения  $(\partial n/\partial T)\rho$  и для других жидкостей (см. <sup>76, 74</sup>).

Отметим, что в<sup>75</sup> была сделана попытка описания жидкостей модифицированной формулой Друде, в которой учитывается сдвиг фундаментальной частоты поглощения с изменением плотности. Авторы<sup>80</sup> для согласования теоретических соотношений с экспериментом учитывали изменение удельной поляризуемости при сжатии. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе.

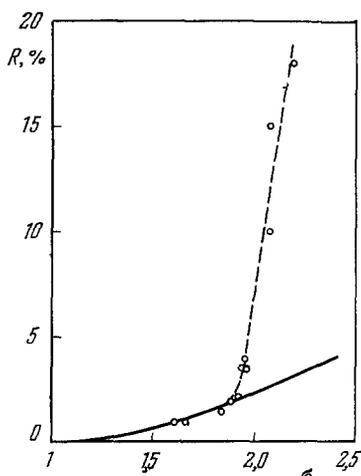


Рис. 9. Зависимость отражательной способности фронта ударной волны в четыреххлористом углеороде от степени сжатия<sup>45</sup>.

○ (—) — эксперимент, штрих-пунктирная кривая — расчет по (5).

Остановимся подробнее на результатах исследования  $\text{CCl}_4$ , представленных на рис. 9. Здесь по оси ординат отложены экспериментально найденные значения коэффициентов отражения света (приведенных к углу падения  $\psi = 30^\circ$ ) от фронта ударной волны различной интенсивности. Из рисунка видно, что до сжатий  $\sigma \approx 1,9$  коэффициенты отражения не превышают 2—3%, что (как и для других жидкостей (см. рис. 7)) удовлетворительно согласуется с формулой Глэдстона — Дэйла. С повышением интенсивности ударной волны и степени сжатия зависимость  $R(\sigma)$  идет круто вверх, и при  $\sigma \approx 2,15$  экспериментально измеренный коэффициент отражения превышает ожидаемый из расчета по (5) почти в 5 раз. Аномально ведет себя и зависимость  $R(\psi)$  для  $\text{CCl}_4$  при  $\sigma = 1,95$ . Если для всех других исследованных жидкостей  $R(\psi)$  следует формулам Френеля, то, как видно из рис. 10, от фронта ударной волны в  $\text{CCl}_4$  отражается заметно больше света, чем это следует из рассчитанного по (5) показателя преломления, и, более того, с ростом  $\psi$  доля отраженного света растет сильнее, чем по Френелю. Измерения температур показали (см. § 9), что зависимость  $R(\sigma)$  для  $\text{CCl}_4$  аналогична зависимостям для других

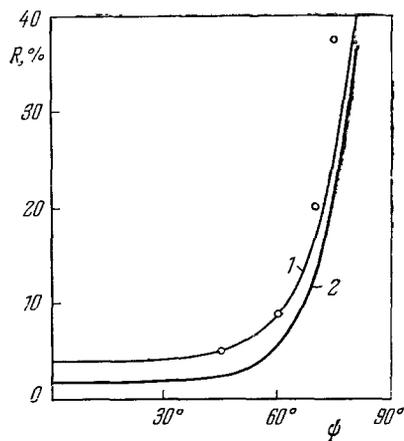


Рис. 10. Зависимость отражательной способности фронта ударной волны в  $\text{CCl}_4$  при степени сжатия  $\sigma = 1,95$  от угла падения.

○ — эксперимент; — кривые, рассчитанные по формулам Френеля при  $n_2$ : 1 — отвечающей экспериментальной точке при  $\psi = 45^\circ$ ; 2 — вычисленной по (5) для  $\sigma = 1,95$ .

жидкостей, пока  $\text{CCl}_4$  находится в твердом состоянии за фронтом ударной волны. Аномалия начинается при  $P \geq 300$  кбар и  $T \geq 3500^\circ$ , когда первоначально жидкий  $\text{CCl}_4$  остается в жидком состоянии и за фронтом ударной волны. Причина аномального поведения  $\text{CCl}_4$  в настоящее время далеко еще не ясна. Было проверено, не является ли это результатом красного смещения края полосы фундаментального поглощения. Однако опыты по исследованию отражательной способности фронта ударной волны при длинах волн падающего света  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$  и  $6200 \text{ \AA}$  не дали сколько-нибудь заметного различия в коэффициентах отражения, т. е. указали на отсутствие дисперсии. Измерения проводимости и поглощательной способности ударно сжатого  $\text{CCl}_4$  могут дать возможность <sup>30</sup> установить, не является ли этот эффект результатом высокой концентрации свободных электронов <sup>45</sup>. В какой-то степени об этом, возможно, свидетельствуют данные, представленные на рис. 10.

§ 4. Исследование оптических свойств ударно сжатых ионных кристаллов. Неравновесные состояния

Методами, изложенными в § 1, были исследованы <sup>43</sup> оптические свойства ударно сжатых щелочно-галогидных соединений. Результаты, полученные на монокристаллах  $\text{LiF}$ ,  $\text{NaCl}$  и  $\text{CsBr}$ , не претерпевающих полиморфных превращений в исследованном диапазоне давлений, представлены на рис. 11. Для  $\text{NaCl}$ ,  $\text{CsBr}$ ,  $\text{KCl}$  и  $\text{KBr}$ , теряющих прозрачность, экспериментально измерялся коэффициент отражения от фронта ударной волны. Переход к величине показателя преломления осуществлялся в предположении справедливости формул Френеля. Для  $\text{LiF}$ , который остается достаточно прозрачным по крайней мере до давлений порядка 700 кбар, значения показателей преломления в сжатом состоянии определены непосредственно из хода лучей геометрическим методом (см. § 1). Данные по степени сжатия исследованных кристаллов получены в <sup>16, 17, 49</sup>. Из рис. 11 следует, что зависимость показателя преломления от плотности может быть записана в виде

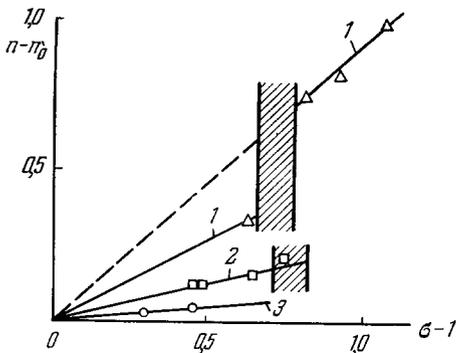


Рис. 11. Зависимость показателя преломления ионных кристаллов от степени сжатия  $\sigma$  <sup>43</sup>.  $\Delta, \square, \circ$  — эксперимент: 1 —  $\text{CsBr}$ ; 2 —  $\text{NaCl}$ ; 3 —  $\text{LiF}$ . Заштрихованы области плавления  $\text{CsBr}$  и  $\text{NaCl}$ .

$$n(\sigma) = n_0 + \frac{dn}{d\sigma}(\sigma - 1) \tag{9}$$

с  $dn/d\sigma = \text{const}$  своим для каждого кристалла. В отличие от жидкостей здесь  $dn/d\sigma < n_0 - 1$ .

Остановимся в первую очередь на результатах, характеризующих  $n(\sigma)$  в твердой фазе. Для всех исследованных кристаллов изменение показателя преломления с ростом плотности  $dn/d\sigma$  оказалось существенно меньшим, чем это можно было ожидать согласно соотношениям Лоренца — Лорентца, Глэдстона — Дэйла и Друде (рис. 12). Аналогичное различие в начальном наклоне зависимости  $n(\sigma)$  было обнаружено ранее <sup>81-83</sup> по результатам исследования фотоупругих свойств ионных кристаллов

(см. рис. 12, а также четвертую и пятую строки табл. I). Прямые измерения показателя преломления NaCl, KBr и LiF при гидростатическом сжатии давлениями до 1 кбар<sup>80</sup> дали для первых двух кристаллов

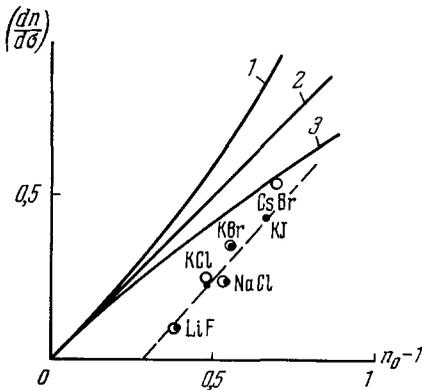


Рис. 12. Сравнение экспериментальных значений  $(dn/d\sigma)_{\sigma=1}$  с рассчитанными по уравнениям: (6) — 1, (5) — 2 и (7) — 3.

○ — эксперимент по<sup>43</sup>; ● — то же при  $\sigma \approx 1$  (по<sup>81-83,85</sup>); — — интерполяция экспериментальных данных.

результаты, близкие к упомянутым выше (см. шестую строку табл. I). Для LiF авторы<sup>80</sup> не зарегистрировали изменения  $n$  и пришли к заключению, что при больших сжатиях показатель преломления  $n$  у LiF, а также у других кристаллов должен уменьшаться. Этот вывод противоречит приведенным выше результатам измерений в ударно сжатых ионных кристаллах. Он противоречит и данным работы<sup>84</sup>, в которой установлено, что показатель преломления LiF линейно возрастает во всем исследованном интервале давлений до 7 кбар. Найденное в<sup>84</sup> значение  $\rho_0 dn/d\rho = dn/d\sigma = 0,132$  близко (см. табл. I) к результатам исследования фотоупругих свойств<sup>81-83</sup> и результатам, полученным при ударном сжатии<sup>43</sup>.

Обратимся к другой интересной особенности  $n(\sigma)$ , выявленной в<sup>43</sup>.

Эксперименты по исследованию  $n(\sigma)$  при ударном сжатии ионных кристаллов охватывают и область плотностей, когда за счет разогрева на фронте

Таблица I

Кристалл	LiF	KCl	NaCl	KBr	KJ	CsBr	
$n_0$	1,392	1,490	1,544	1,559	1,667	1,698	
Твердая фаза	Интервал сжатия $\sigma$ <sup>43</sup>	1,30—1,48	1,68	1,45—1,68	1,70	—	1,63
	$\frac{dn}{d\sigma}$ <sup>43</sup>	0,1	0,25	0,24	0,35	—	0,54
	$\left(\frac{dn}{d\sigma}\right)_{\sigma \approx 1}$ <sup>81-83</sup>	0,1	0,23	0,24	0,35	0,43	0,48
	$\left(\frac{dn}{dT}\right)_\rho \cdot 10^5$ <sup>177</sup>	0,26	-1,04	-0,78	0,0	—	—
Жидкая фаза	Интервал сжатия $\sigma$ <sup>43</sup>	—	1,83—1,98	—	1,88	—	1,8—2,07
	$\frac{dn}{d\sigma}$ <sup>43</sup>	—	0,35	—	0,53	—	0,9

волны ионные кристаллы переходят в жидкое состояние. Вопрос о плавлении при ударном сжатии будет подробно рассмотрен в § 8. Здесь же обра-

тим внимание на то, что при плавлении в сжатом состоянии как показатель преломления так и его производная резко увеличиваются. Так, для CsBr плавление приводит к увеличению показателя преломления (см. рис. 11) с 2,05 до ~2,45. Экспериментальные точки, полученные для жидкой фазы ударно сжатых кристаллов CsBr, KCl и KBr, достаточно хорошо описываются той же зависимостью (9), что и для твердой фазы, но с  $dn/d\sigma$  примерно в 1,5—1,7 раза большим (см. табл. I). В <sup>43</sup> было показано, что при атмосферном давлении изменение плотности щелочных галогенидов в жидком состоянии приводит к примерно в 1,5 раза большему изменению показателя преломления, чем в твердом состоянии. Из результатов экспериментов, представленных на рис. 11 и 12 и обобщенных в табл. I, следует, что для каждой из фаз — твердой и жидкой в отдельности — в широком диапазоне плотностей могут быть приняты, хотя и приближенно, единые зависимости  $n(\sigma)$  вида (9) с  $(dn/d\sigma)_{\text{жидк}} > (dn/d\sigma)_{\text{тверд}}$ , которые имеют общую точку при  $\sigma \approx 1$ , как это качественно показано на рис. 13. Этим можно объяснить кажущееся противоречие, что при атмосферном давлении плавление приводит к уменьшению показателя преломления, а в сжатом состоянии — к его увеличению (см. рис. 13).

Остановимся кратко на физической природе обнаруженных явлений. Известно, что показатель преломления растет с ростом плотности вещества и электронной поляризуемости, величина которой почти целиком обуславливает диэлектрическую проницаемость в области оптических частот.

Из того факта, что показатель преломления щелочно-галогенидных соединений растет с ростом плотности в меньшей степени, чем это следует из представлений Лоренца — Лорентца или Друде, следует, по-видимому, что при уменьшении межионных расстояний за счет роста сил отталкивания уменьшается деформируемость электронных оболочек ионов при воздействии света. Иными словами, при сжатии уменьшается электронная поляризуемость ионов. Впервые на это обратил внимание Мюллер <sup>81</sup>. Согласно Бурштейну и Смигу <sup>82</sup>, уменьшение поляризуемости ионных кристаллов с сокращением межионных расстояний определяется перекрытием электронных оболочек или, другими словами, увеличением доли ковалентной связи за счет ионной. Для таких кристаллов, как MgO, алмаз и др., характеризуемых большой степенью ковалентности связи, показатель преломления, по их данным, даже уменьшается с ростом плотности. Аналогичный эффект обнаружен и для ZnS и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> <sup>85</sup>. Во всех этих веществах влияние уменьшения электронной поляризуемости не только компенсирует, но и перекрывает влияние роста плотности. Возрастающие роли ковалентной связи при сжатии ионных кристаллов представляется весьма правдоподобным, поскольку с увеличением плотности растут силы отталкивания, которые определяются эффектами обмена и перекрытия электронных оболочек. Неучет сил перекрытия является одной из причин неудовлетворительного описания зависимости  $n(\sigma)$  формулой Лоренца — Лорентца, которая, как известно, выведена в предположении отсутствия «перекрытия» между ионами. Следуя этим качественным соображениям, различие между  $dn/d\sigma$  в твердой и жидкой фазах ионных

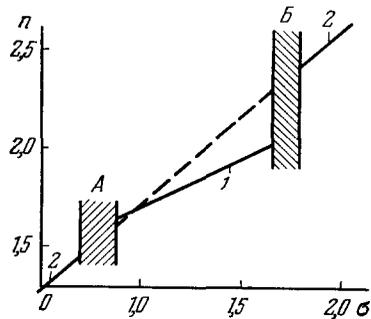


Рис. 13. Характер зависимости показателя преломления от плотности (степени сжатия) для твердой (1) и жидкой (2) фаз ионных кристаллов.

Численные значения характерны для CsBr. А — область плавления при атмосферном давлении; Б — область плавления при сжатии ударной волной.

кристаллов можно связать с изменением характера связи при их плавлении<sup>43</sup>. Вместе с тем известно, что изменение агрегатного состояния без изменения характера связи мало отражается на поляризуемости атомов или ионов<sup>86</sup>. Вышеуказанные соображения носят чисто качественный характер. Для количественного описания Мюллер ввел поправочный множитель, учитывающий изменение поляризуемости ионов при сжатии, записав

$$\left(\frac{dn}{d\sigma}\right)_{\text{эксп}} = \left(\frac{dn}{d\sigma}\right)_{\text{расч}} (1 - \lambda_0), \quad (10)$$

где  $(dn/d\sigma)_{\text{расч}}$  берется по Лоренцу — Лорентцу или Друде,  $\lambda_0$  — мера степени ковалентности связи. Соотношением (10) широко пользуются<sup>80-83,87</sup> для описания экспериментальных данных и их анализа. Различие в величине  $\lambda_0$  в зависимости от того или иного исходного теоретического соотношения говорит о том, что параметр  $\lambda_0$  является не более чем эмпирическим. Более того, при описании  $n(\sigma)$  для жидкостей  $\lambda_0 > 0$ , если ис-

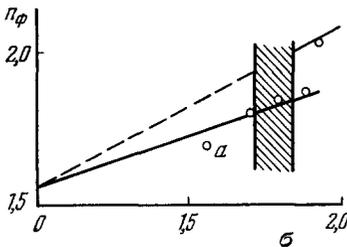


Рис. 14. Зависимость показателя преломления КВг от степени сжатия.

○ — эксперимент<sup>43</sup>; заштрихована область плавления КВг при сжатии ударной волной; а — точка, отвечающая метастабильному состоянию на фронте ударной волны.

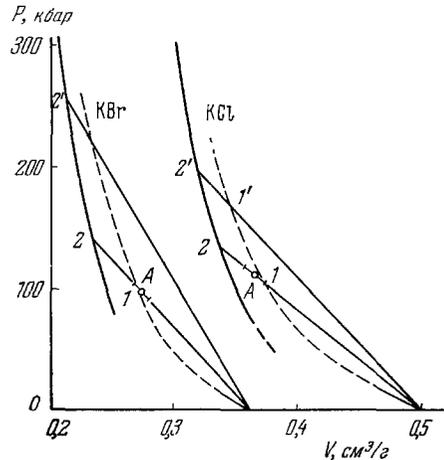


Рис. 15. Равновесные (—) и неравновесные (---) адиабаты КСl и КВг (по 1, 49, 43)

○ экспериментально выявленные состояния на неравновесных адиабатах<sup>43</sup>; 1(1') — состояния на неравновесной и равновесной адиабатах соответственно.

ходной является формула Лоренца — Лорентца, и  $\lambda_0 < 0$  для формулы Друде. Трудности определения внутреннего поля в кристалле даже для кристаллов щелочно-галогидных соединений в настоящее время не позволяют теоретически рассчитать их диэлектрическую проницаемость. Некоторым шагом в этом направлении являются работы Ямашиты и Куро-савы<sup>88, 89</sup>.

Остановимся на результатах, полученных в<sup>43</sup> при исследовании отражательной способности фронта ударной волны в КСl и КВг. Результаты для КВг представлены на рис. 14, из которого следует, что при  $\sigma = 1,7-1,9$  экспериментальные точки, как и для других кристаллов (см. выше), описываются зависимостью вида (9) с  $dn/d\sigma$ , следующей из работ<sup>81-83</sup> по исследованию фотоупругих свойств. Заметное отличие от этой зависимости обнаружено для КВг при  $\sigma = 1,54$  и для КСl при  $\sigma = 1,52$ . Здесь коэффициент отражения оказался в 2—3 раза меньше ожидаемого. В<sup>43</sup> это различие связывается с тем, что при давлениях, меньших  $\sim 150$  кбар, полиморфное превращение КСl и КВг в структуру CsCl<sup>15</sup> происходит за время  $\tau > 10^{-12}$  сек. В этом случае падающий свет отражается от слоя вещества, находящегося на фронте ударной волны в метастабильном состоянии (точка 1 на рис. 15), отвечающем динамической адиабате первой

фазы вещества. Так как последняя идет круче адиабаты второй фазы, меньшему скачку плотности на фронте ударной волны отвечает и меньший показатель преломления (см. точку  $a$  на рис. 14). Неравновесные состояния первой фазы КСl и КВг, определенные в <sup>43</sup>, приведены на рис. 15 (точки  $A$ ). На этом же рисунке показаны положения адиабат первой фазы этих кристаллов, рассчитанные Урлиным по уравнениям состояния найденным способом, развитым в работе <sup>49</sup>. При повышении давлений температура растет, время релаксации уменьшается и фазовое превращение происходит в слое толщиной, много меньшей  $\lambda/2l$ . В этом случае показатель преломления будет отвечать полному скачку объема за фронтом ударной волны (точка  $2'$  на рис. 15), что и наблюдается (см. рис. 14). Отсюда следует, что при ударном сжатии при давлении  $P = 200 - 210$  кбар полиморфный переход в КСl и КВг происходит за время  $\tau < 2 \cdot 10^{-12}$  сек. Это же время характерно и для плавления на фронте ударной волны, хотя в КВг, в отличие от CsBr (ср. рис. 14 и 11), в узком прифронтном слое плавление наступает и при больших давлениях, чем за фронтом ударной волны.

### § 5. Оптические исследования упруго-пластической волны в стекле

В <sup>44</sup> метод отражения света был применен для исследования упруго-пластического течения в свинцовом стекле ТФ-5 (тяжелый флинт). Впервые переход вещества под действием ударных волн из упругого состояния в пластическое исследовался на ряде металлов <sup>90-98</sup>. Помимо металлов, переходы в состояние пластического течения были зафиксированы и у таких хрупких материалов, как кварц <sup>99</sup>, медистое стекло <sup>100</sup> и кремний <sup>1</sup>. На рис. 16 схематически представлен вид адиабаты Гюгонио в этом случае. До давления  $P_1$ , определяемого динамическим пределом текучести, вещество сжимается упруго. Положение неравновесной, упругой адиабаты, частью которой является участок  $0-1$ , показано на рис. 16 штрих-пунктирной линией. В интервале давлений  $P_3 > P > P_1$  по веществу распространяются две волны (см. рис. 16, б): упругая со скоростью  $c_y$  и пластическая со скоростью  $D_2 = u_1 + D_{21}$ , где  $u_1$  — скорость вещества за фронтом упругой волны, а  $D_{21}$  — скорость волны относительно вещества перед ее фронтом. С увеличением давлений скорость пластической волны возрастает, в то время как скорость упругой волны, несущей критические давления предела текучести, остается неизменной. С переходом к давлениям  $P > P_3$  зоны упругого и пластического сжатий сближаются и образуют единый профиль ударной волны (см. рис. 16, б).

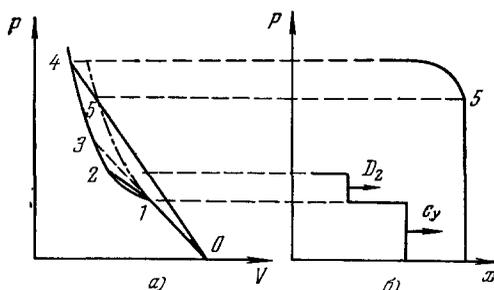


Рис. 16.  $P - V$ -диаграмма свинцового стекла (а) и структура ударных волн при упруго-пластическом течении (б).

В интервале давлений  $P_3 > P > P_1$  по веществу распространяются две волны (см. рис. 16, б): упругая со скоростью  $c_y$  и пластическая со скоростью  $D_2 = u_1 + D_{21}$ , где  $u_1$  — скорость вещества за фронтом упругой волны, а  $D_{21}$  — скорость волны относительно вещества перед ее фронтом. С увеличением давлений скорость пластической волны возрастает, в то время как скорость упругой волны, несущей критические давления предела текучести, остается неизменной. С переходом к давлениям  $P > P_3$  зоны упругого и пластического сжатий сближаются и образуют единый профиль ударной волны (см. рис. 16, б).

Рассмотренная выше картина явления наглядно проявляется при исследовании отражательной способности фронта ударной волны в опытах, поставленных по схеме рис. 17. Исследования <sup>44</sup> показали, что в свинцовом стекле  $P_1 = 79$  кбар. При давлениях  $P_1 < P < P_3 = 170$  кбар вне зависимости от приложенного давления в свинцовом стекле регистрируется постоянная скорость  $\bar{c}_y = 3,77$  км/сек ( $t_b - t_c = \text{const}$ ). Это значение

скорости достаточно хорошо согласуется с  $c_y = 3,67$  км/сек, полученным из значений модуля Юнга  $E$ , коэффициента Пуассона  $\mu$  и плотности свинцового стекла  $\rho_0$ :

$$c_y = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho_0(1+\mu)(1-2\mu)}}$$

При давлении  $P < 170$  кбар на границу свинцовое стекло — жидкость сначала выходит упругая волна, затем пластическая. Разновременностью

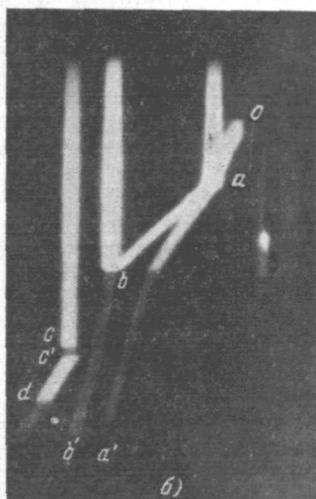
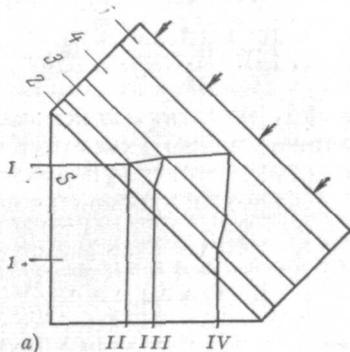


Рис. 17. Схема эксперимента (а) и фотохронограмма опыта (б) по измерению отражательной способности фронта ударной волны в свинцовом стекле. 1 — призма; 2 — жидкость ( $\text{CCl}_4$ ); 3, 5 — стекло; 4 — жидкость. Оа, аб — отражение от фронта ударной волны; а'а, б'б — отражение от границ жидкости и стекла.

прихода этих волн определяется существование и длительность «паузы». По мере приближения  $P$  к  $P_3$  растет  $D_{21}$  и длительность паузы уменьшается. Слабое отражение, не регистрируемое в опыте при распространении двухволновой конфигурации по свинцовому стеклу, определяется тем, что скачки плотности (а следовательно, и показателя преломления) на каждой волне относительно невелики. Если одна волна с амплитудой 170 кбар отражает примерно 0,5% падающего света, то при ступенчатом нагружении до того же давления от упругой и пластической волн отражается не более 0,1–0,15%. С переходом к давлениям  $P > P_3$  зоны упругого и пластического сжатий сближаются и образуют единый профиль ударной волны. Скорость такой волны больше  $c_y$ ; «пауза» исчезает, фронт

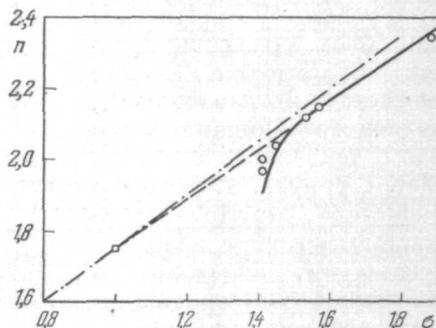


Рис. 18. Зависимость показателя преломления от степени сжатия свинцового стекла (по <sup>44</sup>).

○ — экспериментальные значения, полученные фотометрическим методом; □ —  $n_0$ , — —  $n$  (σ) по (9) при  $dn/d\sigma = n_0 - 1$ ; — — интерполяционная зависимость  $n(\sigma)$ .

ударной волны отражает падающий свет, отражательная способность растет с ростом давлений (рис. 18). При  $P > 265$  кбар ( $\sigma > 1,46$ ) этот рост происходит в соответствии со скачком плотности на фронте, а в области  $P < 265$  кбар регистрируемые коэффициенты отражения меньше рассчитанных. Это определяется тем, что переход в пластическое состояние носит

релаксационный характер. Вещество сначала сжимается упруго до состояния в точке 5 рис. 16, и отражение отвечает скачку плотности вдоль неравновесной адиабаты упругого сжатия. При  $P > 265$  кбар время перехода в пластическое состояние составляет  $\tau \leq 10^{-12}$  сек. На фронте ударной волны, имеющей резкий профиль, плотность скачком меняется от своего начального до конечного значения. Это следует из того, что, начиная с этих давлений, зависимость  $n(\sigma)$  приобретает линейный характер, как это наблюдалось для ионных кристаллов, не претерпевающих полиморфных превращений. Приведенные на рис. 18 результаты получены в опытах с различной интенсивностью ударной волны в стекле. Сплошная линия этого рисунка получена в одном опыте (рис. 19), схема которого несколько отличалась от приведенной на рис. 17, а. Выше отмечалось, что при  $P < 170$  кбар свинцовое стекло остается частично прозрачным (см. рис. 17, б), в то время как при  $P > 170$  кбар оно практически полностью теряет свою прозрачность. Такое различие в поведении стекла, по-видимому, также определяется разным характером его сжатия. Потеря прозрачности определяется, очевидно, нарушением оптической однородности пластически деформированного стекла, в то время как при упруго-пластическом сжатии этот процесс происходит только частично.

## § 6. Фазовое превращение воды в лед VII при ударном сжатии

Фазовые превращения воды под действием высоких давлений в различные кристаллические модификации льда были обнаружены Бриджменом<sup>101</sup> при исследовании изотермической сжимаемости воды до  $P \approx 40$  кбар. Впоследствии линия фазового равновесия лед VII — вода была прослежена Писториусом и др.<sup>102</sup> до давлений 200 кбар. Фазовая диаграмма воды, построенная по данным этих работ, дана на рис. 20. Здесь же приведена адиабата Гюгонно воды по данным Райса и Уолша<sup>78</sup>. Рассчитанные ими температуры ударно сжатой воды были экспериментально проверены методом фотоэлектрической пирометрии Синицыным, Куряпиным и автором<sup>49</sup>. Найденные экспериментально температуры при  $P = 300-400$  кбар (рис. 21) достаточно близки к расчетным и отличаются от последних в меньшую сторону примерно на 10%. Это позволяет пользоваться данными Райса и Уолша<sup>78</sup> для необходимых оценок в широком диапазоне давлений. Из фазовой диаграммы следует, что динамическая адиабата почти во всем рассматриваемом диапазоне давлений проходит в области воды и только в интервале давлений от 30 до 45 кбар захватывает область сосуществования вода — лед VII. Эти значения приближены, поскольку адиабата Гюгонно воды на рис. 20 приведена без учета ее входа в двухфазную область. Уолш и Райс<sup>77</sup> исследовали прозрачность воды в диапазоне давлений от 30 до 100 кбар. Для этой цели они сквозь ударно сжатую воду фотографировали координатную сетку, освещаемую внешним источником света (рис. 22). Мерой прозрачности служило качество фото-

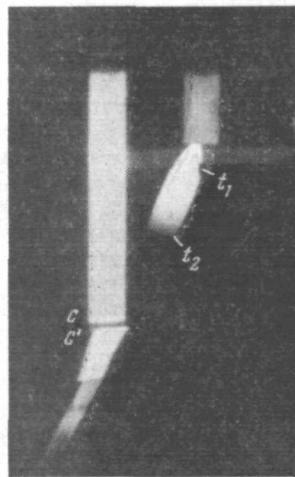


Рис. 19. Фотохронограмма опыта по исследованию отражательной способности фронта ударной волны в свинцовом стекле при ударе по нему тонкой металлической пластины.

$t_1$  — момент, когда ударную волну догоняет волна разрежения;  $t_2$  — момент распада ударной волны на упругую и пластическую;  $cc'$  — «пауза», связанная с одновременностью прихода упругой и пластической волн на границу свинцового стекла.

графии координатной сетки. Во всем исследованном интервале давлений ими не было обнаружено непрозрачности воды. К другим выводам пришли авторы работы<sup>103</sup>. Исследовав динамическую адиабату воды до давлений

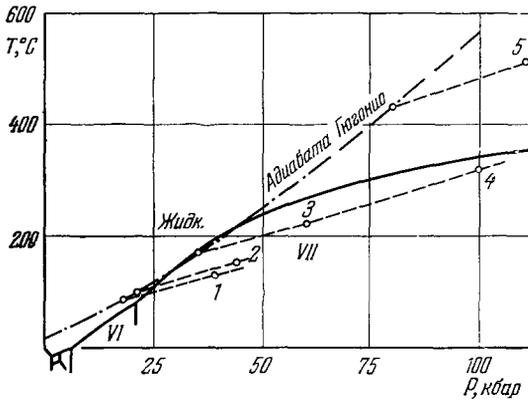


Рис. 20. Фазовая диаграмма воды.

— границы фаз<sup>101,102</sup>; --- адиабата Гюгонио по<sup>78</sup>; — — сжатие второй ударной волной; ○ — экспериментально исследованные состояния.

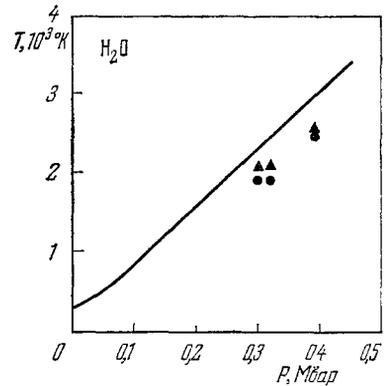


Рис. 21. Зависимость температуры воды за фронтом ударной волны от давления на фронте.

▲, ● — эксперимент при  $\lambda = 0,478$  и  $0,625 \mu$ ; — расчет по<sup>78</sup>.

800 кбар, они обнаружили скачок плотности при  $P = 115$  кбар, который отождествили с фазовым переходом в воде. Этот вывод был сделан также на основании опытов, в которых исследовалась прозрачность ударно

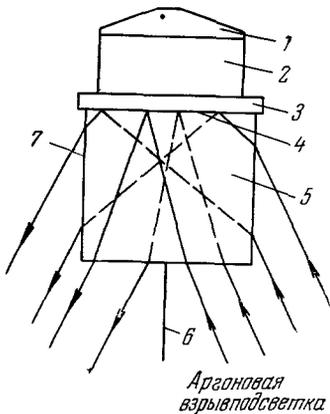


Рис. 22. Схема опыта по исследованию прозрачности ударно сжатой воды (по<sup>77</sup>).

1 — генератор плоской детонационной волны; 2 — заряд ВВ; 3 — металлическая пластина; 4 — координатная сетка; 5 — вода; 6 — пластина, разграничивающая световые пучки; 7 — сосуд с прозрачными стенками.

выбиралась из условия, чтобы вторая ударная волна догоняла первую в слое исследуемой воды. Одна из полученных фотохронограмм и ее схема представлены на рис. 23. На фотохронограмме можно различить следующие процессы (см. рис. 23, а, б). В момент 0 ударная волна входит в воду. В момент 3 вторая ударная волна достигает первую ударную волну. После

сжатой воды методом, близким к методу Уолша и Райса. В<sup>42</sup> диапазон исследования прозрачности ударно сжатой воды был расширен до 300 кбар. При этом не было обнаружено снижения интенсивности света, дважды прошедшего через сжатую воду, во всем диапазоне давлений от 40 до 300 кбар. Этим был подтвержден вывод Уолша и Райса<sup>77</sup> о том, что на ударной адиабате вода остается в жидкой фазе. В то же время расчеты показывают, что попасть в область существования льда VII или по крайней мере в двухфазную область можно с помощью ступенчатого приложения давлений, если первая ударная волна несет давления 20—40 кбар. Сжатие вещества последовательно несколькими ударными волнами можно осуществить<sup>176</sup>, если применить экраны из чередующихся слоев вещества различной динамической жесткости. Ударная волна, проходя через такой слой, расщепляется в серию догоняющих друг друга волн. Подбором материала слоев регулировалась интенсивность волн, а их толщина

этого волна усиливается, о чем свидетельствует увеличение ее отражательной способности (луч  $0-1$ ) и излом, обусловленный увеличением скорости. Луч  $0-2$  отвечает отражению света от поршня. В момент 2 слой сжатой воды становится непрозрачным и отражение света от поршня не регистрируется. Наконец, в момент 4 на фотохронограмме появляется сильная вуаль, свидетельствующая о диффузном рассеянии падающего света. Потеря прозрачности воды и возникновение диффузного рассеяния света можно объяснить <sup>176</sup> образованием мелкокристаллической фазы льда VII с показателем преломления, отличным от показателя преломления сжатой

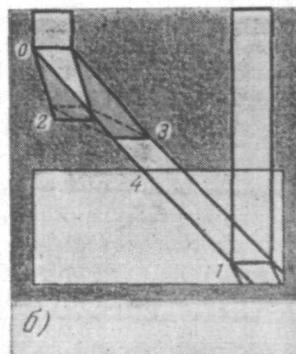
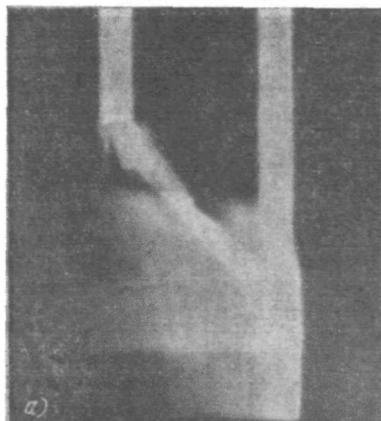


Рис. 23. Фотохронограмма (а) (и ее схема, б), полученная в эксперименте <sup>176</sup> по регистрации фазового превращения воды в лед VII при сжатии двумя ударными волнами.

Цифрами обозначены моменты: 0 — входа ударной волны в воду; 3 — когда первую волну настигает ударная волна; 2 — наступления непрозрачности воды; 4 — появления диффузного рассеяния света.

воды. Варьируя условия опыта, такие состояния (точки 1—4 на рис. 20) удается получить в довольно широком диапазоне давлений. С повышением давления в первой ударной волне за второй волной реализуются состояния, заведомо отвечающие жидкой фазе (точка 5 на рис. 20). Полученные результаты убедительно свидетельствуют о том, что, несмотря на некоторую релаксационность процесса <sup>176</sup>, вода в определенных условиях успевает замерзнуть за фронтом ударной волны за времена порядка  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  сек. С другим случаем перехода жидкости ( $\text{CCl}_4$ ) в твердое состояние при ударном сжатии мы встретимся в § 9. Ван-Тиль и Алдер сообщили <sup>104,105</sup>, что, согласно полученным ими данным, жидкий аргон переходит в область сосуществования твердой и жидкой фаз, т. е. частично замерзает, при ударном сжатии.

## II. ИССЛЕДОВАНИЕ РАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР

### § 7. О возможности измерения температур ударно сжатых конденсированных веществ. Основы метода

Требования практики (авиация, ракетная техника и др.), а также относительная простота получения и исследования ударных волн в газах привели к большому числу работ, выполненных в этом направлении как у нас, так и за рубежом. Обзор работ по ударному сжатию газов, в том числе и измерению температур в них, со ссылками на оригинальную

литературу содержится в <sup>2</sup>, 106–109. Наиболее высокие значения температур ударно сжатых воздуха и благородных газов были получены Моделем <sup>110</sup>, <sup>111</sup>, а для Ag также Ротом <sup>112</sup>. Они применяли взрывчатые вещества для создания мощных ударных волн. Ряд работ посвящен измерению температур и исследованию спектрального распределения излучения фронта детонационной волны в конденсированных взрывчатых веществах <sup>113–118</sup>.

Большая трудоемкость и сложность экспериментов с ударными волнами в конденсированных веществах, связанные с применением взрывчатых веществ, привели к тому, что объем таких исследований заметно уступает объему исследований в газах. Особенно это относится к исследованиям температуры ударно сжатых тел. Возможно, здесь некоторую роль сыграла противоречивая позиция американских исследователей (см., например, статьи Алдера <sup>20</sup> и Дила <sup>54</sup>). Поэтому до последнего времени исследования термодинамических свойств конденсированных веществ при высоких давлениях, создаваемых ударными волнами, ограничивались измерением кинематических параметров ударной волны — ее скорости  $D$  и массовой скорости вещества за фронтом  $u$ . Из этих величин по известным законам сохранения находятся давление  $P$ , плотность  $\rho$  и увеличение внутренней энергии  $E$  <sup>5, 6</sup>. Температура  $T$ , одна из основных термодинамических характеристик состояния вещества, определялась расчетным путем с использованием тех или иных представлений об уравнении состояния <sup>5–17</sup>.

Непосредственное измерение температур ударно сжатых конденсированных тел дает возможность проверить и углубить имеющиеся представления об уравнении состояния и свойствах вещества при высоких давлениях. Такие исследования были начаты автором совместно с Синицыным, Кирилловым и Курыпиным в 1956 г. Остановимся на некоторых принципиальных вопросах этих измерений. Кратковременность пребывания вещества в ударно сжатом состоянии и высокие температуры порядка нескольких тысяч и даже десятков тысяч градусов делают наиболее приемлемыми для измерения температур оптические методы <sup>119, 120, 121, 122</sup>, основанные на зависимости излучения тела от его температуры.непрозрачность большого класса твердых веществ, однако, служит препятствием для определения этими методами температуры вещества в процессе распространения по нему ударной волны. В этом случае удается получить сведения о состоянии вещества только после его расширения <sup>2, 122, 123</sup>. Особый интерес поэтому представляют прозрачные вещества, которые позволяют регистрировать излучение через слой, еще не охваченный ударной волной. Излучение исследуемого вещества характеризует его температуру, если это излучение является тепловым; вещество и излучение находятся в равновесии. При ударном сжатии вещества механическая энергия сначала сообщается решетке, а затем только электронам, энергия которых нас интересует, поскольку регистрация излучения ведется в видимой области спектра. Установление термодинамического равновесия определяется взаимодействием фононов между собой и с электронами. Время установления фонон-фононного равновесия равно отношению длины свободного пробега фонона ( $\sim 10^{-7}$  см) к скорости звука ( $\sim 4 \cdot 10^5$  см/сек), т. е. примерно  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  сек. Время электрон-фононного взаимодействия составляет  $10^{-13}$ – $10^{-14}$  сек, а с учетом того, что при каждом акте взаимодействия электрон получает энергию  $h\nu$ , где  $\nu$  — частота колебаний решетки, равновесие между электронами и решеткой достигается при  $\Delta T \sim 1$  эв за  $10^{-11}$ – $10^{-12}$  сек. Помимо этого надо еще учесть время, необходимое на термическое возбуждение электронов в зону проводимости. Учет этого процесса приводит к тому, что равновесная температура между электронами и решеткой устанавливается за скачком плотности примерно через  $10^{-9}$  сек (подробнее см. § 13), т. е. в толщине порядка  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  см. Этот

слой не будет экранировать равновесное излучение сжатого вещества, если коэффициент поглощения  $\alpha < 10^3 \text{ см}^{-1}$ . Как будет показано в § 10, в ударно сжатых ионных кристаллах  $\alpha \leq 10^2 \text{ см}^{-1}$  при  $T \leq 1 \text{ эв}$ . В этом случае излучение фронта ударной волны является равновесным и может быть использовано для измерения температуры. Оценки показывают, что потери на излучение при  $T \leq 4 \text{ эв}$  составляют не более 0,1%, и их, естественно, можно не учитывать. Остановимся еще на одной стороне вопроса. Теоретически<sup>124, 2</sup> и экспериментально<sup>110, 111</sup> было установлено, что при свечении сильных ударных волн в газах яркостная температура фронта волны существенно ниже ожидаемой из расчетов. Это происходит потому, что при  $T > 1 \text{ эв}$  газ, находящийся перед фронтом, прогревается исходящим от него потоком излучения, становится непрозрачным и экранирует более «горячий» фронт ударной волны. В ударно сжатых конденсированных веществах этот эффект не играет роли. Действительно, изменение температуры  $\Delta T_{\text{п}}$  в слое вещества перед фронтом ударной волны за счет прогрева излучением можно оценить из условия, что в стационарном случае поток энергии излучения равен потоку энергии вещества впереди фронта \*):

$$n^2 \sigma T_{\text{ф}}^4 = \rho c_v D \Delta T_{\text{п}},$$

где  $n$  — показатель преломления,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $D$  — скорость ударной волны,  $\rho$  и  $T_{\text{ф}}$  — плотность и температура за фронтом,  $c_v$  — теплоемкость. При  $T_{\text{ф}} = 50 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$  и  $D = 10^6 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$  для воздуха  $\Delta T_{\text{п}} = 40 \cdot 10^3$ , а для NaCl  $\Delta T_{\text{п}}$  равно всего  $20^\circ$ . Такое различие в температурах прогрева газа и твердого вещества почти целиком объясняется различием их плотностей.

При измерении высоких температур тел с непрерывным спектром излучения среди других оптических методов наиболее пригоден яркостный метод. Его точность выше<sup>110</sup>, чем, например, цветового метода, особенно при высоких температурах, когда относительное распределение энергии в видимой области спектра, по которому определяется цветовая температура, становится мало чувствительным к ее изменениям. Непрерывность спектра излучения фронта ударной волны в конденсированных веществах была проверена авторами<sup>49</sup> на приборе СФР со специально разработанной спектрографической приставкой.

В основе яркостного метода измерения истинной температуры лежат законы Планка и Кирхгофа. В соответствии с ними истинная температура тела  $T$  находится из выражений

$$\left[ \exp \left( \frac{C_2}{\lambda T} \right) - 1 \right] \left[ \exp \left( \frac{C_2}{\lambda T_0} \right) \right]^{-1} = \frac{\varepsilon_0(\lambda, T)}{\varepsilon(\lambda, T)} a(\lambda, T), \quad (11)$$

$$a(\lambda, T) = \frac{\varepsilon(\lambda, T)}{\varepsilon^0(\lambda, T)} = 1 - \tau - r. \quad (12)$$

В (11), (12)  $C_2 = 1,438 \text{ см} \cdot \text{град}$  — константа излучения,  $\lambda$  — длина волны,  $\varepsilon_0$  — спектральная яркость эталонного источника с известной яркостной температурой  $T_0$  °К,  $\varepsilon(\lambda, T)$ ,  $\varepsilon^0(\lambda, T)$  — спектральные яркости исследуемого и черного тела соответственно.

Спектральная степень черноты  $a(\lambda, T)$  может отличаться от единицы как за счет прозрачности вещества за фронтом ударной волны  $\tau$ , так и за счет отражательной способности фронта  $r$ . Как показал опыт<sup>49, 30</sup> (см. § 10), исследованные конденсированные вещества становятся непрозрачными в значительно более тонких слоях, чем ударно сжатые газы<sup>110</sup>.

\*) О необходимости введения множителя  $n^2$  в формулы Планка и Стефана — Больцмана см. <sup>125</sup>.

Это позволяет или пренебречь прозрачностью, начиная с некоторой толщины сжатого вещества, или учесть необходимую поправку, которая не превышает 10% измеряемой температуры<sup>49</sup>. До давлений порядка 1 Мбар отражательная способность фронта ударной волны, определенная экспериментально<sup>42-45</sup> (см. § 3, 4), оказывается достаточно малой ( $r \leq 2\%$ ), и ею можно пренебречь при отыскании температуры (исключением является только  $\text{CCl}_4$ ; см. § 3). При измерении температуры ударно сжатых веществ регистрируемые световые явления длятся  $\sim 10^{-6}$  сек, что требует применения достаточно высокочувствительной и безынерционной аппаратуры. В связи с этим измерения проводятся фотографическим<sup>110, 52</sup> (на фоторегистрах типа СФР) или фотоэлектрическим<sup>123, 112, 49, 30</sup> способами, в которых приемниками излучения служат фотоэмульсия или фотоумножитель.

В конкретных условиях взрывного эксперимента фотоэлектрический способ позволяет измерять температуры, начиная с  $T_{\min} \sim 1500^\circ \text{K}$ <sup>49</sup>, что отвечает световым потокам примерно в  $10^5$  раз меньшим, чем это доступно фотографическому методу ( $T_{\min} \sim 4500^\circ \text{K}$ ), при одновременном сужении выделяемого спектрального интервала примерно в 3—5 раз. Если поместить ФЭУ вблизи исследуемого образца, то нижний предел регистрируемой температуры может быть существенно снижен<sup>123</sup>. Преимуществом фотоэлектрического метода является также простота обработки экспериментальных данных. В то же время фотографический способ регистрации позволяет наблюдать распределение яркости по исследуемой поверхности. Временное разрешение обоих способов может достигать  $10^{-7}$ — $5 \cdot 10^{-8}$  сек. Выделение достаточно узких спектральных интервалов в различных участках спектра достигается применением стеклянных ( $\Delta\lambda \approx 500 \text{ \AA}$ ) или интерференционных ( $\Delta\lambda \approx 100 \text{ \AA}$ ) светофильтров. В качестве эталонных источников света для видимой области спектра может служить<sup>126, 49</sup> импульсная ксеноновая лампа типа ИФК, которая в свою очередь градуируется по ленточной лампе накаливания типа СИ-16 с помощью той же измерительной аппаратуры. Обработку результатов эксперимента наиболее удобно производить методом актиничных потоков<sup>127</sup> (см. также<sup>49</sup>). Детали постановки опыта и характеристики применяемой аппаратуры даны в<sup>110, 49, 30</sup>.

### § 8. Измерение температур ударно сжатых ионных кристаллов и выявление их кривых плавления до давлений 0,5—3 Мбар

Галогениды щелочных металлов являются благоприятным объектом для температурных измерений при ударном сжатии благодаря оптической изотропности и прозрачности их монокристаллов во всей видимой области спектра. Это позволяет наблюдать излучение нагретого в ударной волне вещества через слой еще не сжатого вещества. Сжимаемость этого класса ионных кристаллов при динамическом нагружении достаточно подробно исследована в работах<sup>15-17, 49, 20, 128</sup>.

Зависимость температуры  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{KBr}$  и  $\text{CsBr}$  от давления в ударной волне дана на фазовых диаграммах рис. 24—27. Результаты исследования первых двух кристаллов приведены в<sup>49</sup>, два других, а также  $\text{LiF}$  исследованы теми же авторами. Различие между температурами, найденными по измерениям в синей ( $\lambda = 0,478$ ) и красной ( $\lambda = 0,625$ ) областях спектра, не говорит о нечерноте излучения и, по-видимому, характеризует точность измерений<sup>49</sup>.

Для всех исследованных кристаллов характерен единый вид ударной адиабаты в координатах температура — давление. При относительно

малых давлений их рост сопровождается ростом температуры, затем температура остается почти постоянной, а при дальнейшем повышении

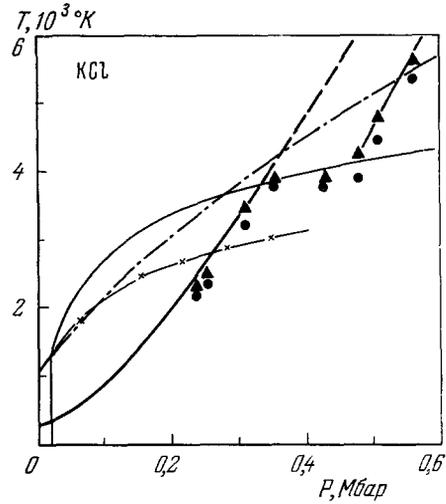
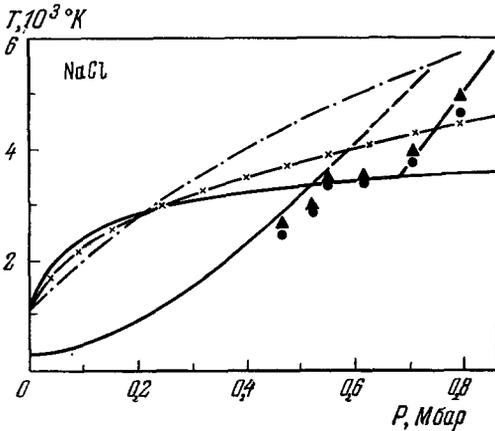


Рис. 24. Фазовая диаграмма NaCl<sup>49</sup> (кривая плавления в области высоких давлений определена авторами<sup>49</sup> по результатам измерения температуры в ударно сжатом веществе).

Рис. 25. Фазовая диаграмма KCl<sup>49</sup>.

▲, ● — значения температуры по измерениям при  $\lambda = 0,478$  и  $0,625$  м. Динамические адиабаты: — рассчитана методом работы<sup>49</sup>; — — — то же для «перегретой» твердой фазы. Кривые плавления: — рассчитана методом работы<sup>49</sup>; — × — экстраполяция данных<sup>136,137</sup> с помощью уравнения Симона; — · — рассчитана по формуле Линдемана—Гильварри<sup>134,135</sup>.

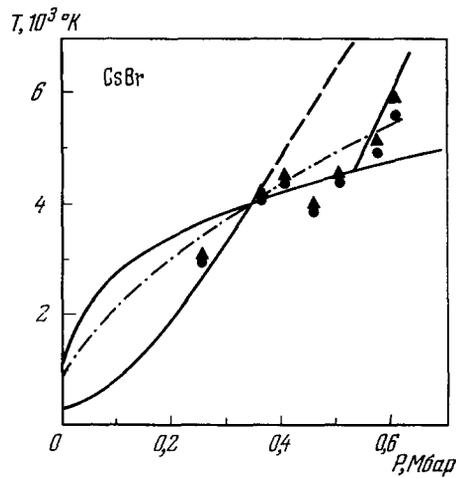
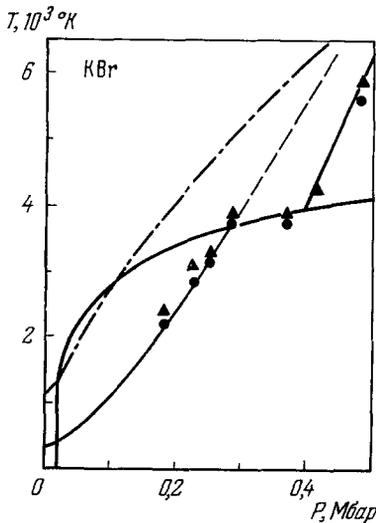


Рис. 26. Фазовая диаграмма KBr, определенная авторами<sup>49</sup>.  
Обозначения те же, что и на рис. 24—25.

Рис. 27. Фазовая диаграмма CsBr, определенная авторами<sup>49</sup>.  
Обозначения те же, что и на рис. 24—25.

давлений снова начинает расти. В<sup>49</sup> температурная «ступенька» в зависимости  $T(P)$  отождествляется с плавлением ионных кристаллов. Действительно, по мере увеличения давления ударной волны тепловая энергия, сообщаемая веществу, непрерывно растет, и, начиная с некоторых давлений

(2 на рис. 28), должен начаться переход первоначально твердого вещества в жидкое состояние. Дальнейший ход зависимости  $T(P)$  вдоль динамической адиабаты можно уяснить<sup>49</sup>, проведя аналогию с плавлением

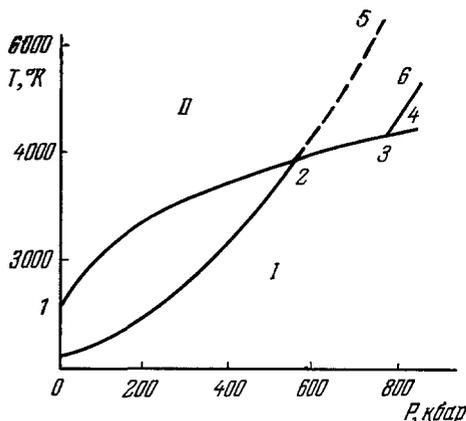


Рис. 28. Ударная адиабата в поле фазовой диаграммы.

$I$  — твердая фаза,  $II$  — жидкая фаза; — ударная адиабата в твердой ( $0-2$ ) и жидкой ( $4-6$ ) фазах и двухфазной области ( $2-3, 4$ ); — ударная адиабата в перегретой твердой фазе ( $2-5$ ); кривая плавления  $1-2-3, 4$ .

при атмосферном давлении, когда увеличение энергии, сообщаемой веществу, начавшему плавиться, не приводит к повышению температуры, пока оно полностью не расплавится. Дальнейшее нагревание снова сопровождается увеличением температуры. Подобная же картина должна иметь место и при ударном сжатии, с тем различием, что в области существования двух фаз (участок  $2-3$  на рис. 28) следует ожидать некоторого роста температуры, поскольку для кривой плавления большинства веществ (так называемых нормальных)  $dT/dP > 0$ . Оценим возможную разницу температур при достижении одних и тех же давлений на ударной адиабате с учетом плавления (точки  $3, 4$  на рис. 28) и без учета его (точка  $5$ ).

Из условия равновесия двух фаз вещества можно получить<sup>49</sup>

$$T_5 - T_3 \approx T_3 \frac{\Delta S}{3Rn} = \frac{L}{3Rn}. \quad (13)$$

Здесь индекс 3 соответствует твердой, индекс 4 — жидкой фазе на кривой плавления,  $L$  — теплота плавления  $\Delta S = S_4 - S_3$  — изменение энтропии при плавлении. Из (13) следует, что учет плавления приводит к уменьшению температуры в жидкой фазе (точка 4) по сравнению с расчетом без такого учета (точка 5) на величину, примерно равную теплоте плавления, отнесенной к теплоемкости вещества. Для большинства простых веществ и неорганических соединений скачок энтропии при плавлении при атмосферном давлении колеблется в достаточно узких пределах и составляет примерно  $1/3-1/2$  теплоемкости вещества. Воспользуемся этим обстоятельством и предположим<sup>49</sup>, что при сжатии вещества скачок энтропии для данного вещества остается постоянным вне зависимости от приложенных давлений. Тогда, приняв, например, для NaCl значение  $\Delta S/3Rn = 0,5$  и  $T_3 = 4500^\circ \text{K}$ , получим, что  $T_5 - T_3 \approx 2200^\circ \text{K}$ . Эта оценка весьма близка к тому, что было экспериментально получено (см. рис. 24). Из проведенного рассмотрения следует, что неучет плавления ударно сжимаемого вещества приводит к погрешности при определении его термодинамических параметров. С другой стороны, непосредственное измерение температур ударно сжатых веществ является весьма чувствительным способом для выявления кривых плавления, так как затрата энергии на плавление приводит к резким изломам ударной адиабаты в  $T-P$ -плоскости. Аналогичный вывод был сделан Урлиным<sup>129</sup> из анализа плавления ударно сжатых металлов. Ранее им же теоретически было показано<sup>130</sup>, что плавление мало сказывается как на кинематических параметрах ударной волны, так и на форме динамической адиабаты в координатах  $P-V$ . Именно этим можно объяснить, что в динамических методах исследования уравнений состояния конденсированных веществ их плавления

ление до последнего времени не учитывалось. Тем не менее для ряда веществ по излому зависимости скорости ударной волны  $D$  от массовой скорости вещества за ее фронтом  $u$  можно (хотя и приближенно) судить о наступлении плавления<sup>129</sup>. Такими веществами, например, являются<sup>17, 49</sup> КСl и КВr. В то же время из  $D(u)$ -соотношения для NaCl выявить границу твердой фазы практически невозможно<sup>49</sup>. Ван-Тиль и Алдер<sup>104</sup> по излому  $D(u)$  определили переход жидкого аргона в двухфазную область.

О переходе в жидкое состояние можно судить по изменению вязкости вещества. На этом пути уже получены определенные результаты<sup>64, 131</sup>. Существенно, что таким способом можно исследовать и металлы, в которых оптическое измерение температур невозможно. Такой метод, однако, как и исследование изменений в  $D(u)$ -соотношении, позволяет выявить только давление, при котором наступает плавление. Чтобы найти температуру, т. е. состояние в поле фазовой диаграммы, необходимо прибегать к тому или иному уравнению состояния исследуемого вещества.

Остановимся на тех физических выводах, которые можно сделать из результатов измерения температур, и в первую очередь на экспериментальных данных, характеризующих поведение твердой фазы исследованных ионных кристаллов. В<sup>49</sup> для NaCl и КСl было показано, что уравнение состояний Ми — Грюнайзена, являющееся квазигармоническим приближением, удовлетворительно описывает не только связь давления с плотностью вдоль динамической адиабаты, но и температуру ударно сжатого твердого тела вплоть до кривой плавления при значении теплоемкости по Дюлонгу и Пти. Аналогична картина для КВr и CsBr (см. рис. 26, 27).

Это говорит о достаточно малом влиянии ангармоничности тепловых колебаний ионов на теплоемкость твердой фазы ионных кристаллов. Из экспериментальных данных вместе с тем следует, что для NaCl теплоемкость решетки несколько выше (на ~10%) значения по Дюлонгу и Пти, а для CsBr несколько ниже его (на ~5%)\*.

Сопоставление параметров состояний, достигаемых за фронтом ударной волны, показывает (табл. II), что исследованные ионные кристаллы переходят в жидкое состояние хотя и при существенно различных давлениях, но при близких степенях сжатия ( $\sigma = V_0/V_4 \approx 1,8$ ) и близких

Таблица II

	LiF	NaCl	KCl	KBr	CsBr		LiF	NaCl	KCl	KBr	CsBr
$V_0, \text{ см}^3/\text{г}$	0,3774	0,4619	0,5015	0,3636	0,2247	$L, \text{ кдж/г}$	6,07	1,39	1,29	0,81	0,74
$E_0, \text{ кдж/г}$	0,251	0,174	0,147	0,097	0,058	$\Delta S,$	1,01	0,38	0,32	0,20	0,16
$P_4, \text{ кбар}$	2800	700	480	400	540	$\frac{\partial \text{ж}}{\partial \text{г}} \cdot \text{град}$					
$T_4,$ $10^3 \text{ }^\circ\text{K}$	6,0	3,7	4,1	4,0	4,65	$(\Delta S)_0,$ $\frac{\partial \text{ж}}{\partial \text{г}} \cdot \text{град}$	0,929	0,452	0,335	0,210	0,122
$V_4, \text{ см}^3/\text{г}$	0,191	0,255	0,272	0,199	0,128	$\Delta V/V_3, \%$	3,2	1,6	1,5	2,8	4,5
$V_3, \text{ см}^3/\text{г}$	0,185	0,251	0,268	0,194	0,123	$(\Delta V/V_3)_0,$ $\%$	26	25	19	17	24
$E_3,$ $\text{ кдж/г}$	21,9	6,32	4,43	2,80	2,22	$\frac{dT}{dP},$ $\text{град/кбар}$	0,6	1,1	1,3	2,8	3,4

\*) О теоретических оценках см. 132.

температурах, в 4—5 раз превышающих их температуру плавления при атмосферном давлении. При сжатии полных кристаллов в  $\sim 1,7$  раза они остаются в твердом состоянии до температур примерно  $4000^\circ\text{K}$ , превышающих температуры плавления наиболее тугоплавких металлов.

Обратимся к анализу экспериментальных данных, полученных в условиях, когда динамическая адиабата проходит в области сосуществования твердой и жидкой фаз (участок 2—3 на рис. 28). Зная уравнение состояния твердой фазы и экспериментальные значения давления, температуры и плотности в точке выхода ударной адиабаты из области сосуществования в жидкую фазу, можно вычислить теплоту плавления при этом давлении<sup>49</sup>:

$$L = T_4 \Delta S = E_0 + \frac{1}{2} P_4 (V_0 + V_4 - 2V_3) - E_3, \quad (14)$$

где  $E_0$  и  $V_0$  — внутренняя энергия и удельный объем вещества перед фронтом ударной волны,  $P_4$ ,  $V_4$  и  $T_4$  — давление, удельный объем и температура жидкой фазы за фронтом,  $E_3$  и  $V_3$  — внутренняя энергия и удельный объем твердой фазы при давлении  $P_4$  и температуре  $T_4$  (индексы 3 и 4 отвечают обозначениям на рис. 28). Все исходные данные вместе с полученными значениями теплот плавления и скачков энтропии и объема для исследованных кристаллов приведены в табл. II. Как показали оценки, точность определения  $\Delta S$  из результатов таких измерений составляет  $\sim 20$ —30%. В основном ошибка обусловлена неточностью определения удельного объема вдоль динамической адиабаты на границах двухфазной области. Достоверность найденных значений  $\Delta S$  и  $\Delta V$  в какой-то мере подтверждает согласие вычисленного по уравнению Клапейрона — Клаузиуса наклона кривых плавления (см. табл. II) с экспериментальным.

Данные таблицы дают основание для нескольких существенных выводов. Из сравнения значений  $(\Delta S)_0$  и  $\Delta S$  при низких ( $P \approx 0$  для LiF, NaCl и CsBr и  $P \approx 19$  кбар для KCl и KBr) и высоких давлениях ( $P \sim 400$ —2800 кбар) следует, что скачок энтропии вдоль кривых плавления исследованных кристаллов остается почти постоянным. Это означает, что теплота плавления растет примерно пропорционально температуре плавления, т. е. в рассматриваемых условиях — примерно в 4—5 раз. При степени сжатия  $\sigma \approx 1,8$  теплота плавления составляет  $\sim 20$ —30% общего увеличения внутренней энергии при ударном сжатии и 50% тепловой энергии, сообщаемой веществу. При  $\Delta S \approx \text{const}$  скачок объема при плавлении очень сильно уменьшается. Если при низких давлениях  $(\Delta V/V)_0 \approx 20\%$ , то при плавлении в ударной волне он составляет всего 2—4%. Из этого следует, что в условиях сильного сжатия ( $\sigma \approx 1,8$ ) жидкость, по крайней мере при температуре плавления, должна по ряду своих свойств значительно меньше отличаться от твердого тела, чем при атмосферном давлении или давлении в десятки кбар<sup>133</sup>. Не останавливаясь здесь на вопросах уравнений состояния, укажем, что полученные экспериментальные данные позволили найти<sup>49</sup> для твердой и жидкой фаз свое уравнение состояния. При этом кривая плавления найдена как граница этих двух фаз. Результаты таких расчетов<sup>49</sup>, представленные на рис. 24—27 (сплошные линии), достаточно хорошо описывают фазовые диаграммы исследованных кристаллов. Из тех же рисунков видно, что кривые плавления, рассчитанные<sup>49</sup> по формуле Линдемана — Гильварри<sup>134, 135</sup>

$$T_{\text{пл}} = \text{const} \cdot V^{2/3} \Theta^2 M,$$

где  $V$  — объем твердой фазы при плавлении,  $\Theta$  — дебаевская температура,  $M$  — молекулярный вес, заметно отличаются (особенно для KBr и KCl)

от экспериментально найденных. Для этих кривых в отличие от эксперимента, характерно малое значение  $dT/dP$  при  $P \approx 0$  и большое в области  $P \approx 0,5-1$  кбар. Экстраполяция данных Кларка<sup>136</sup> и Писториуса<sup>137</sup> с помощью уравнения Симона, с найденными в<sup>136, 137</sup> коэффициентами не приводит к удовлетворительному описанию кривых плавления при высоких давлениях. В связи с последним остановимся кратко на дискуссии, развернувшейся в последнее время между американскими исследователями по поводу сообщения Краута и Кеннеди<sup>138</sup> о новом законе плавления при высоких давлениях. Согласно Кеннеди<sup>138</sup>, для всех веществ, которые плавятся с ростом объема,

$$T_{пл} = T_{пл}^0 \left( 1 + c \frac{\Delta V}{V_0} \right), \quad (15)$$

где  $T_{пл}^0$  — температура плавления при атмосферном давлении,  $\Delta V/V_0 = (\delta - 1)/\delta$ , где  $\delta$  — степень сжатия вещества вдоль изотермы Бриджмена при давлении, отвечающем  $T_{пл}$ ;  $c$  — константа (своя для каждого вещества).

По Либби<sup>139</sup>, постоянную  $c$  можно найти из свойств вещества при атмосферном давлении. Гильварри<sup>140</sup> обратил внимание на то, что зависимость вида (15) следует из закона Линдемана, примененного им<sup>141</sup> для описания кривых плавления при высоких давлениях. Близкий результат получили Вайдья и Гошал<sup>142</sup>. С этим можно согласиться лишь частично, поскольку линейная связь вида (15) может быть получена из формулы Линдемана — Гильварри только при малых  $\Delta V/V_0$ . Начиная с  $\Delta V/V_0 \approx 0,1$ , для NaCl зависимость  $T_{пл}$  от  $V_0 \Delta V/V_0$  заметно отклоняется от прямой (рис. 29). Выше уже обращалось внимание на характер отличия кривой плавления, рассчитанной по формуле Линдемана — Гильварри, от экспериментальной<sup>49</sup>. Росс и Алдер<sup>143</sup> на примере кривой плавления аргона, рассчитанной методом Монте-Карло для широкого диапазона температур плавления и плотностей, показали применимость закона Линдемана и противоречие с соотношением Кеннеди. В последующей, более обширной публикации<sup>144</sup> Краут и Кеннеди в качестве одного из доказательств справедливости соотношения (15) показали, что полученные нами<sup>49</sup> данные для кривой плавления NaCl при высоких давлениях ложатся на прямую (15) с параметрами, определенными из работ Кларка<sup>136</sup> и Писториуса<sup>137</sup> (см. рис. 29). Проверка показала, что близкое, но несколько худшее согласие наблюдается и для KCl (рис. 30), и для KBr. Для CsBr и LiF такого сопоставления не удалось провести ввиду отсутствия данных при низких давлениях. Несмотря на довольно хорошее описание имеющихся экспериментальных кривых плавления ионных кристаллов в широком диапазоне давлений соотношением Кеннеди, его, по-видимому, нельзя считать законом плавления, главным образом потому, что температура плавления и объем, входящие в (15), отвечают различным состояниям вещества. Это наглядно видно из рис. 31, на котором в координатах давление — удельный объем даны: адиабата Гюгонио ( $P_T$ ), изотерма Бриджмена

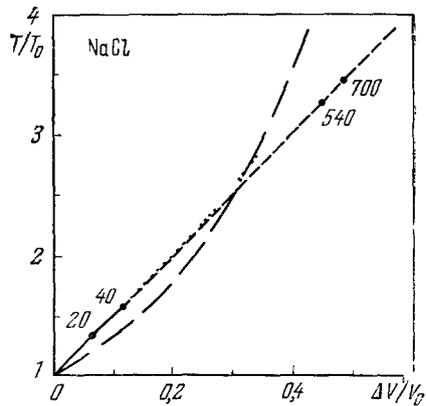


Рис. 29. Сравнение экспериментальных и расчетных кривых плавления NaCl.

— эксперимент по<sup>136,137</sup>, ● — то же по<sup>49</sup>, — расчет по<sup>144</sup>, — то же по формуле Симона с коэффициентами из<sup>136</sup>, — · — то же по Линдемани — Гильварри (из<sup>49</sup>)

( $P_B$ ) и границы области сосуществования двух фаз ( $J$  и  $T_e$ ). Соотношение, предложенное Кеннеди, связывает температуру плавления в точке  $I$

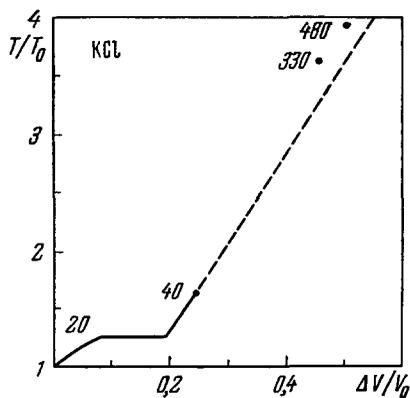


Рис. 30. То же, что и на рис. 29, но для KCl.

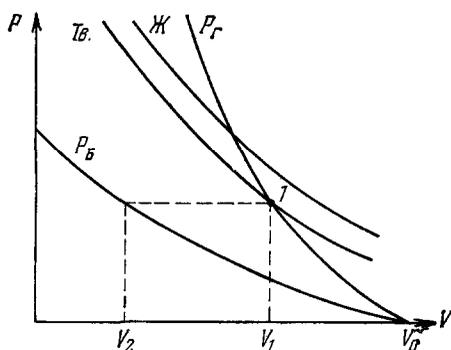


Рис. 31.  $P - V$ -диаграмма, объясняющая способ отыскания объема в работе <sup>144</sup>.  $P_G$  — адиабата Гюгио;  $P_B$  — изотерма Бриджмена. Область сосуществования твердой и жидкой фаз лежит между кривыми  $T_e$  и  $J$ .

не с объемом  $V_1$ , характеризующим состояние вещества в этой точке, а с объемом  $V_2$ , который имеет вещество при сжатии его давлением  $P_1$  по изэнтропе Бриджмена

$$T_1 = T_0 \left( 1 + c \frac{V_0 - V_2}{V_0} \right). \quad (16)$$

Если же вместо  $V_2$  в (16) поставить  $V_1$ , то в широком диапазоне давлений линейное соотношение (15) для ионных кристаллов не соблюдается <sup>145</sup>. Поэтому соотношение (15) носит скорее характер номограммы, чем закона плавления.

### § 9. Измерение температур ударно сжатых плексигласа и четыреххлористого углерода

Зависимость температуры ударно сжатого плексигласа от давления, полученная Синицыным, Кирилловым, Куряпиным и автором, представлена на рис. 32 \*). Если бы теплоемкость плексигласа сохранялась той же, что и при атмосферном давлении ( $c_v = 1,22 \text{ дж/г} \cdot \text{град}$ ), то сообщаемая ему ударной волной тепловая энергия приводила бы к существенно большим температурам (см. штрих-пунктирную линию на рис. 32), чем зарегистрированные экспериментально. Другое предельное значение теплоемкости плексигласа можно найти, если принять, что все атомы имеют по три колебательные степени свободы, на каждую из которых приходится энергия  $kT$  ( $c_v = 3,74 \text{ дж/г} \cdot \text{град}$ ). Из рассмотренного следует, что теплоемкость плексигласа существенно зависит от температуры и плотности. Из исследований при атмосферном давлении известно (см., например, <sup>148</sup>), что у многих органических соединений, включая полимеры, наблюдается значительный рост теплоемкости с ростом температуры. В этом смысле поведение плексигласа можно отождествить с поведением вещества с высокой дебаевской температурой  $\Theta \approx 1500^\circ \text{ К}$ .

\*) При обработке и анализе результатов использовались данные по динамической сжимаемости плексигласа из работ <sup>146, 147, 52</sup>.

При еще больших давлениях для достижения данной температуры необходимо затратить тепловую энергию, превышающую энергию колебания атомов. Эта разность растет с ростом температуры, и значительная ее часть, очевидно, расходуется, как это предположил Зельдович, на разрыв химических связей. При  $P \approx 3$  кбар сообщаемая тепловая энергия должна быть достаточной для превращения плексигласа в углерод (молекулы  $H_2$ ,  $O_2$ ) и даже для частичного разрыва молекулярных связей <sup>52</sup>. Интересные результаты были получены при исследовании четыреххлористого углерода. Являясь при комнатной температуре и атмосферном давлении жидкостью ( $T_{пл} \approx 250^\circ K$ ), он, по данным Бриджмена <sup>149</sup>, характеризуется кривой плавления с достаточно высокой начальной производной ( $dT/dP = 0,6 \cdot 10^{-7}$  гр/бар). Так как при малых сжатиях

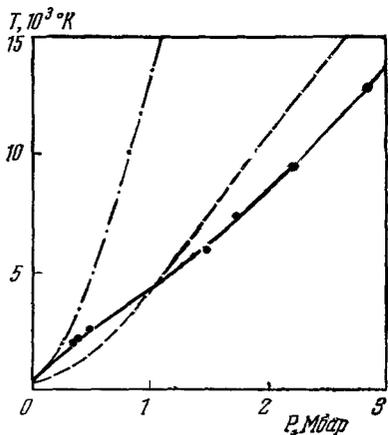


Рис. 32. Зависимость температуры ударно сжатого плексигласа ( $C_5H_8O_2$ )<sub>n</sub> от интенсивности ударной волны.

□ — эксперимент, — — расчет при  $c_v = 3,74$  Дж/г·град; — · — то же при  $c_v = 1,22$  Дж/г·град

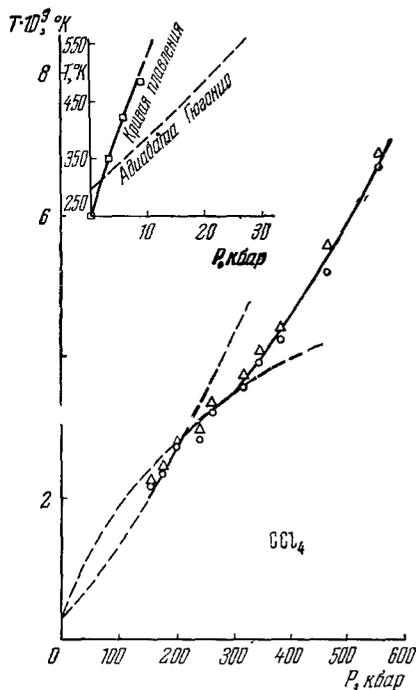


Рис. 33. Зависимость температуры ударно сжатого четыреххлористого углерода от интенсивности ударной волны.

△, □ — экспериментальные данные, полученные при ударном сжатии, □ — эксперимент по <sup>149</sup>; — — интерполяция экспериментальных данных; — — экстраполяция экспериментальных данных.

температура вдоль адиабаты Гюгонно растет относительно медленно, уже небольшого давления должно быть достаточно для перевода его в твердое состояние. По оценкам Уолша и Райса <sup>77</sup>, это давление равно 2 кбар (рис. 33). Очевидно, что при увеличении давлений и температур ударного сжатия адиабата Гюгонно снова должна попасть в область жидкой фазы. Зависимость  $T(P)$  вдоль адиабаты Гюгонно для четыреххлористого углерода, полученная Кирилловым, Григорьевым и автором, приведена на рис. 33. Как видно из рисунка,  $CCl_4$  при давлении  $\sim 200$  кбар претерпевает фазовый переход, сопровождающийся поглощением энергии. Увеличение давлений, а таким образом, и сообщаемых веществу тепловых энергий сопровождается в определенном интервале давлений ( $200 < P < 270$  кбар) более слабым ростом температур. Этот фазовый переход можно отождествить с плавлением четыреххлористого углерода. В рамках этого предположения кривая плавления может быть представлена

зависимостью типа Симона

$$P = A \left[ \left( \frac{T}{T_0} \right)^n - 1 \right]$$

с  $A = 4,5$  кбар,  $n = 1,6$  и  $T_0 = 250^\circ$  К, непротиворечиво описывающей как данные Бриджмена<sup>149</sup>, так и наши данные (см. рис. 33). Скачок энтропии, найденный по (14) при  $P = 270$  кбар, превышает его значение при атмосферном давлении примерно вдвое. Возможно, однако, что отмеченное выше изменение характера зависимости  $T(P)$  при давлениях 200—300 кбар обусловлено, как и в плексигласе, химическим разложением четыреххлористого углерода с образованием свободного углерода. Интересно отметить, что аномалия в отражательной способности фронта ударной волны в четыреххлористом углероде начинается именно с тех же давлений, равных  $\sim 200$  кбар (см. § 3).

### III. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА УДАРНО СЖАТЫМИ ИОННЫМИ КРИСТАЛЛАМИ. МЕХАНИЗМ ПОГЛОЩЕНИЯ И ПРОВОДИМОСТИ

#### § 10. Экспериментальное определение коэффициента поглощения

В обычных условиях (атмосферное давление, комнатная температура) монокристаллы галоидов щелочных металлов являются диэлектриками и пропускают свет в достаточно широком диапазоне длин волн от 0,2—0,3

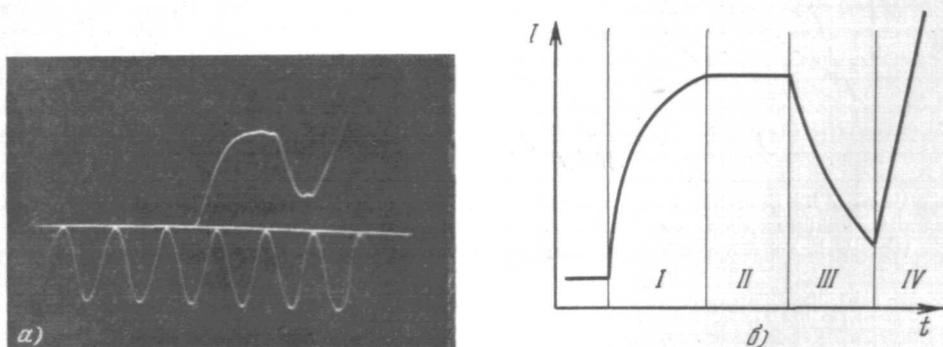


Рис. 34. Зависимость яркости излучения от времени.

а) Осциллограмма; б) схема осциллограммы. I — период нарастания яркости; II — период постоянной яркости; III — период уменьшения яркости за счет спада интенсивности ударной волны; IV — свет воздушной ударной волны.

до 60—130  $\mu$ . В этих условиях, если они не содержат специально введенных примесей, коэффициент поглощения видимого света  $\alpha$  равен примерно  $5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ .

При исследовании излучения ударно сжатых ионных кристаллов было обнаружено<sup>49, 30</sup>, что их прозрачность существенно уменьшается. Ранее<sup>52</sup> это наблюдалось и для плексигласа. Характерной чертой этих результатов является увеличение яркости излучения по мере распространения ударной волны по исследуемому образцу до тех пор, пока, начиная с некоторой толщины, она не становится постоянной (см. осциллограмму рис. 34, а). В<sup>49, 30</sup> нарастание яркости свечения связывается, как и в<sup>110</sup>,

с увеличением слоя вещества, сжатого ударной волной, и его прозрачностью. Определив экспериментально зависимость яркости свечения от времени и зная скорость распространения ударной волны и плотность вещества за ее фронтом, можно найти коэффициент поглощения сжатого вещества<sup>110, 30</sup>:

$$\alpha = \frac{1}{(D-u)\Delta t} \ln \frac{1-I_1/I_2}{I_3/I_2-1}, \quad (17)$$

где  $I_1$ ,  $I_2$  и  $I_3$  — яркости фронта в моменты времени  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ ;  $\Delta t = t_2 - t_1 = t_3 - t_2$ ;  $D$ ,  $u$  — волновая и массовая скорости ударной волны.

Именно таким способом были получены результаты, представленные на рис. 35<sup>30</sup>. Температура ударно сжатого вещества (см. § 8) и скорость ударной волны  $D$  определялись экспериментально<sup>49</sup>, а значения массовых скоростей  $u$  отыскивались по данным работ<sup>15, 16, 17, 49</sup>. Значения коэффициентов поглощения, измеренные при длинах волн 6250 и 4780 Å, оказались близкими и превосходят значения при комнатной температуре в 30—100 раз. Налицо явная зависимость коэффициента поглощения от температуры.

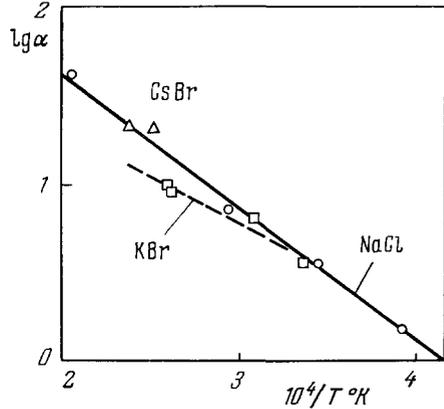


Рис. 35. Зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  ( $\text{см}^{-1}$ ) ударно сжатых ионных кристаллов от температуры.  
 ○ — эксперимент для NaCl<sup>30</sup>; □ — то же для KBr; △ — то же для CsBr; — — интерполяция экспериментальных данных.

### § 11. Механизмы поглощения света и проводимости в ударно сжатых ионных кристаллах

Поглощение света в твердых телах происходит как в результате возбуждения оптических колебаний кристаллической решетки (инфракрасное поглощение в ионных кристаллах), так и в результате возбуждения электронов. В нормальных условиях (атмосферное давление,  $T = 300^\circ \text{K}$ ) полоса инфракрасного поглощения лежит в области длин волн порядка нескольких десятков микрон (для NaCl дисперсионная частота  $\nu_0 = 4,9 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ , а для CsBr  $\nu_0 = 2,3 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ ). Даже учет смещения полосы инфракрасного поглощения при сжатии вещества в более коротковолновую область<sup>150, 30</sup> и термического расширения полосы поглощения<sup>150-152</sup> не приводит<sup>30</sup> к сколько-нибудь сравнимым с экспериментальными значениям коэффициентов поглощения. Нельзя объяснить полученные значения  $\alpha$  и фотовозбуждением электронов валентной зоны. Если бы за счет сжатия и нагрева в ударной волне энергетическая щель уменьшилась с  $\sim 7-8 \text{ эв}$  до  $\sim 2 \text{ эв}$ , необходимых для возможности прямого перехода электронов в зону проводимости в видимой области спектра, такой переход приводил бы к значениям  $\alpha \approx 10^4-10^6 \text{ см}^{-1}$ , т. е. в  $10^3-10^5$  раз большим значениям, чем это имеет место в эксперименте. Непрямыми оптическими переходами также нельзя объяснить полученные результаты, так как в этом случае, в противоречии с экспериментом, должна наблюдаться сильная зависимость коэффициента поглощения от длины волны. Еще одним возможным механизмом поглощения света в ионных кристаллах является поглощение центрами окраски. Оно может стать сравнимым с измеренным, когда концентрация центров окраски, не превышающая первоначально  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , резко возрастает при ударном сжатии

до  $N \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Однако и в этом случае, в отличие от результатов эксперимента, поглощение должно быть селективным, поскольку полоса поглощения  $F$ -центров носит колоколообразный характер с полушириной  $\sim 0,4 \text{ эв}$ .

Имея в виду слабую зависимость коэффициента поглощения от длины волны и явную зависимость его от температуры, с учетом приведенных выше соображений следует считать <sup>30</sup>, что поглощение света в ударно сжатых ионных кристаллах происходит за счет внутризонных переходов свободных электронов. К вопросу об источниках свободных электронов мы обратимся несколько ниже. Сейчас же отметим, что в рамках этих представлений естественно трактовать и проводимость, измеренную в ударно сжатых диэлектриках <sup>51, 50, 15, 20</sup>, как электронную, обусловленную теми же свободными носителями <sup>30</sup>.

К другому выводу пришли Альтшулер и др. <sup>15</sup>. Экспериментально определив температурную зависимость проводимости ударно сжатого NaCl, они из выражения  $\Sigma \sim \exp(-W_{и}/kT)$  нашли энергию активации  $W_{и} = 1,2 \text{ эв}$  и, судя по ее величине, сделали вывод, что проводимость носит ионный характер. Напомним, что в нормальных условиях для NaCl  $W_{и} = 1,87 \text{ эв}$ , т.е. в 1,5 раза выше, чем измеренная в <sup>15</sup>. При сжатии вещества энергия активации, характеризующая ионную проводимость, должна расти за счет сближения ионов и возрастания в результате этого сил отталкивания <sup>2</sup>. Дадим количественную оценку

Рис. 36. Связь энергии активации самодиффузии (ионной проводимости) с температурой плавления при атмосферном давлении.

● — энергия активации самодиффузии в металлах <sup>153</sup>; ▲ — энергия активации ионной проводимости <sup>154</sup>.

этого влияния. Энергия активации как самодиффузии в металлах, так и ионной проводимости в ионных кристаллах больше у тех веществ (рис. 36), которые плавятся при более высоких температурах.

Приближенно зависимость энергии активации от температуры плавления можно описать соотношением

$$W_{и} \cong 1,6 \cdot 10^{-3} T_{пл}, \quad (18)$$

где  $W_{и}$  — в эв, а  $T_{пл}$  — в °К.

Согласно <sup>155, 156</sup>, для всех изученных металлов энергия активации самодиффузии в исследованной области давлений до 8 кбар растет пропорционально температуре плавления. Как это следует из соотношения Нернста — Эйнштейна, такая же зависимость должна наблюдаться и для энергии активации ионной проводимости. Обработка данных работы <sup>157</sup>, в которой исследовалась зависимость ионной проводимости NaCl от приложенного статического давления (до 10 кбар), подтверждает этот вывод. Таким образом, как для разных веществ при атмосферном давлении (рис. 36), так и для данного вещества с ростом давлений энергия активации растет пропорционально температуре плавления. Аналогично (см. § 8) вела себя и теплота плавления при сжатии вещества. Выражение (18) можно переписать в виде

$$W_{и} \cong W_{и,0} \left( \frac{T}{T_0} \right)_{пл}, \quad (19)$$

где  $W_{и,0}$  — энергия активации при  $P \approx 0$  и  $T = 300^\circ \text{K}$ ,  $T_0$  — температура плавления при атмосферном давлении ( $P \cong 0$ ). В интересующем нас интервале сжатий  $(T/T_0)_{пл} \approx 3,5-4$  (см. § 8). Тогда энергия активации ионной проводимости NaCl составит  $W_{и} = 1,87 (T/T_0)_{пл} \approx 6-7 \text{ эв}$ , что примерно в 6 раз превышает величину, определенную в <sup>15</sup>. Возражения против ионного механизма проводимости ударно сжатых щелочно-галогидных соединений были высказаны и Алдером <sup>20</sup>, который, однако, вопрос о том, какому из механизмов проводимости ударно сжатых щелочно-галогидных соединений отдать предпочтение — ионному или электронному, — оставил до проведения измерений коэффициента Холла. Проведенные измерения коэффициента поглощения позволили сделать выбор между этими двумя механизмами и прийти к выводу <sup>30</sup>, что проводимость и поглощение света обязаны свободным электронам, термически «заброшенным» в зону проводимости.

Имея две независимо измеренные величины (коэффициент поглощения  $\alpha$  и проводимость  $\Sigma$ ) и считая, что обе они определяются свободными носителями, можно найти подвижность  $\mu$  и концентрацию свободных электронов  $N_э$ . Измерение одной из этих величин, например проводимости, позволяет найти только произведение концентрации носителей на их подвижность, поскольку

$$\Sigma = N_э \mu e \tag{20}$$

( $e$  — заряд электрона). Для определения их порознь помимо проводимости обычно измеряют еще коэффициент Холла  $R$ . Произведение  $R\Sigma = \mu$  дает значение подвижности. Для рассматриваемой цели измерение коэффициента поглощения равноценно измерению коэффициента Холла.

В рамках классической теории коэффициент поглощения связан с концентрацией свободных носителей, частотой падающего света  $\nu$  и параметром затухания  $q$  (частота столкновений электрона с ионами решетки) соотношением Друде — Зинера

$$\alpha = \frac{2N_э e^2}{ncm} \frac{q}{\nu^2 + q^2} . \tag{21}$$

Здесь  $n$  — показатель преломления,  $c$  — скорость света,  $m$  — эффективная масса электрона (ниже принимается равной массе свободного электрона <sup>158</sup>),

$$q = \frac{e}{2\pi t m \mu} . \tag{22}$$

Найденные в <sup>30</sup> по экспериментально измеренным проводимости <sup>15</sup> (рис. 37) и коэффициенту поглощения <sup>30</sup> (рис. 35) с помощью соотношений (20) — (22) значения подвижности свободных электронов в ударно сжатом NaCl представлены на рис. 38 в зависимости от измеренной температуры <sup>4</sup> (см. § 8). Они, с учетом температурной зависимости  $\mu$ , достаточно хорошо согласуются с данными других авторов <sup>159, 160</sup>.

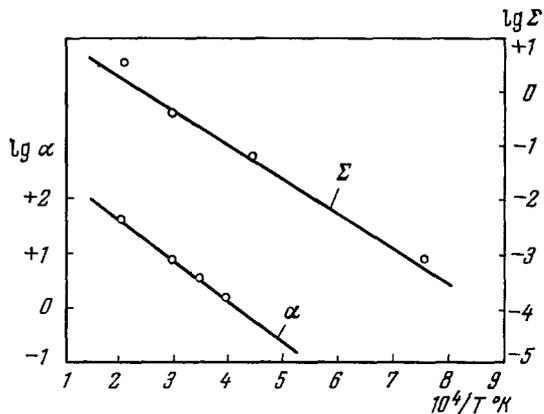


Рис. 37. Зависимость проводимости  $\Sigma$  ( $\text{ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ ) и коэффициента поглощения  $\alpha$  ( $\text{см}^{-1}$ ) NaCl от температуры.

○ — эксперимент:  $\Sigma$  — по <sup>15</sup>,  $\alpha$  — по <sup>30</sup>; — расчет по <sup>30</sup>.

В ионных кристаллах доминирующим является рассеяние электронов на оптических колебаниях решетки. По Займану<sup>161</sup>, для этого случая

$$\mu \approx \frac{3}{\pi^{3/2} 2^{9/2}} \frac{n^2}{em^{3/2} c_0} \frac{1}{(KT)^{1/2}}, \quad (23)$$

где  $c_0 = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0$ , а  $\epsilon_\infty$  и  $\epsilon_0$  — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости. Зависимость  $\mu(T)$  по (23) при  $c_0 = 0,259$  (отвечающем  $\epsilon_\infty$  и  $\epsilon_0$  при  $T = 300^\circ \text{K}$  и  $P = 0$ ) неплохо согласуется с экспериментальными точками. Еще лучшее согласие достигается<sup>30</sup> при  $c_0 = 0,2$  (штрих-пунктирная линия на рис. 38). Достаточно хорошее согласие найденных значений подвижности электронов с данными других авторов и расчетом по (23) говорит в пользу предложенного в<sup>30</sup> механизма явления, согласно которому как поглощение света ударно сжатым ионным

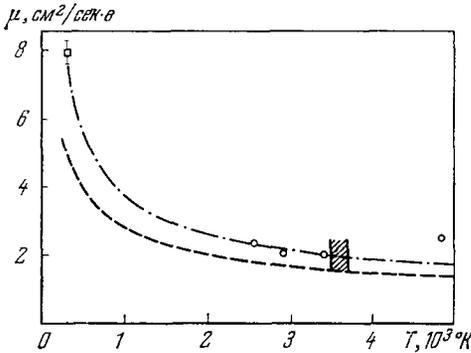


Рис. 38. Зависимость подвижности свободных носителей от температуры для NaCl. □ — эксперимент по<sup>159,160</sup>; ○ — то же по<sup>30</sup>. — — — расчет по (27)<sup>30</sup>. Заштрихована область плавления ударно сжатого NaCl.

кристаллом, так и его проводимость обусловлены свободными электронами. Их концентрация (при  $T = 3400^\circ \text{K}$  и  $\sigma = 1,7$ )  $N_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При этом параметр затухания  $q \approx 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ . Обратимся теперь к механизму появления свободных носителей в зоне проводимости. Гипотеза<sup>20</sup>, согласно которой за счет сближения зон при сжатии (сужение энергетической щели) становится возможным термический переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, не позволяет<sup>30</sup> описать экспериментальные значения коэффициентов поглощения и проводимости ударно сжатого NaCl и их температурной зависимости. Против предположения<sup>20</sup> о сужении энергетической щели говорят, по Хаману<sup>162</sup>, экспериментальные результаты Дрикамера и теоретические вычисления Флауэра и Марча<sup>163</sup>. В связи с этим в<sup>30</sup> был предложен и рассмотрен механизм, согласно которому источником свободных электронов являются донорные уровни, которые в NaCl отстоят от дна зоны проводимости на  $\sim 2,4 \text{ эв}$ . Это значение может быть найдено из зависимости  $\Sigma(1/T)$  (см. рис. 37), если ее представить в виде  $\Sigma \sim \exp(-W/2kT)$ . Необходимая концентрация доноров, найденная по соотношению

$$N_0 = N_d^{1/2} \left( \frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-W/2kT}, \quad (24)$$

при  $T = 3400^\circ \text{K}$  и  $\sigma = 1,7$  ( $N_0 \approx 1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $W = 2,4 \text{ эв}$ ) составляет  $N_d \approx 1,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Это примерно в  $10^5$  раз превышает концентрацию дефектов (например, центров окраски), которая характерна для ионных кристаллов в обычных условиях. Отсюда следует, что ударная волна является мощным генератором дефектов с локализованными на них электронами. Возможность появления такой большой концентрации дефектов вполне реальна. Так, по оценкам Ван-Бюрена и Канзаки (см. <sup>164</sup>), базирующимся на экспериментальных данных, концентрация образующихся в ионных кристаллах дефектов Шотки после 10—35%-ной пластической деформации составляет  $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В ряде работ (см., например, <sup>165</sup>) было показано, что пластическая деформация приводит к образованию  $F$ -центров. Возникновение  $F$ -центров при ударном сжатии MgO было обнаружено в <sup>178</sup>.

Проведенное рассмотрение позволяет представить себе следующий механизм явления<sup>30</sup>. При распространении ударной волны по ионному кристаллу на ее фронте в результате пластической деформации рождаются дефекты с локализованными на них электронами. Эти дефекты (скорее всего, центры окраски) играют роль доноров, которые в ударно нагретом веществе термически диссоциируют, что и приводит к появлению свободных электронов в зоне проводимости. Таким образом, ионный кристалл, первоначально являющийся диэлектриком, переводится фронтом ударной волны в полупроводниковое состояние с донорными уровнями, концентрация которых в NaCl достигает  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Экспериментальные данные по проводимости и коэффициенту поглощения NaCl описываются достаточно хорошо (см. рис. 37) при  $N_d = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $W = 2,4 \text{ эв}$ . В свете рассмотренной картины явления на поглощение свободными носителями должно накладываться поглощение, обусловленное фотовозбуждением электронов, локализованных на дефектах. Концентрация дефектов достаточно велика, и вклад от поглощения в результате оптического возбуждения может быть заметным. Максимум полосы фотопоглощения должен лежать при энергиях  $> 2,4 \text{ эв}$ , так как оптическая щель шире термической (см., например, <sup>158</sup>). Проведенные измерения в NaCl (при  $P = 547 \text{ кбар}$ ) показали, что при  $\lambda = 4000$  и  $4250 \text{ \AA}$  значения коэффициентов поглощения остаются близкими к их значениям при  $\lambda = 4780$  и  $6250 \text{ \AA}$ . Это означает, что полоса поглощения лежит при еще больших энергиях ( $h\nu > 3,1 \text{ эв}$ ). Если предположить, что мы имеем дело с  $F$ -центрами, то этого можно ожидать, поскольку в нормальных условиях для NaCl максимум полосы лежит при  $2,7 \text{ эв}$ . Сжатие в 1,7 раза должно, согласно <sup>166, 167</sup>, приводить к смещению максимума полосы поглощения в область еще больших энергий,  $\sim 4,3 \text{ эв}$ .

Отметим, что пластическая деформация вещества, происходящая на фронте ударной волны, не только проявляет себя в образовании дефектов с локализованными на них электронами, но и приводит к огромному ускорению фазовых превращений. Так, например, если в опытах Дрикамера <sup>168</sup> полиморфный переход в KCl при статическом приложении давлений происходит за времена порядка нескольких десятков секунд, то при динамическом приложении давлений тот же переход, как это следует из опытов Альштулера и др. <sup>15, 169</sup>, происходит за времена порядка  $10^{-7} \text{ сек}$ , а при более высоких давлениях даже за  $10^{-12} \text{ сек}$  <sup>43</sup>. Аналогичное различие во временах превращения при динамическом <sup>170</sup> и статическом <sup>171</sup> сжатии характерно и для железа. Столь большое различие во временах (до 14 порядков) объясняется, по-видимому, возникновением большого числа дефектов, ускоряющих процесс фазового превращения<sup>30</sup>. Это согласуется с представлениями Алдера<sup>20</sup>, который связывает уменьшение времени полиморфного превращения при динамическом сжатии со сдвиговыми деформациями во фронте ударной волны.

#### IV. НЕРАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УДАРНО СЖАТЫХ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

##### § 12. Неравновесное излучение при низких температурах. Электролюминесценция ударно сжатого вещества

В процессе экспериментального исследования зависимости температуры ударно сжатых ионных кристаллов от давления Кириллов, Синицын и автор обнаружили, что в определенной области давлений регистрируемые световые потоки значительно превосходят потоки, ожидавшиеся при этих

давлениях, если исходить из значений температур, рассчитанных по уравнению состояния Ми — Грюнайзена (см. § 8). Этот эффект однозначно выявлен для LiF, NaCl и CsBr в той области давлений, где кристаллы за фронтом ударной волны находятся еще в твердой фазе. Расчетные и экспериментальные значения температур сопоставлены в табл. III.

Таблица III

Кристалл	P, кбар	T, °K (расчет)	T, °K (эксперимент)		Кристалл	P, кбар	T, °K (расчет)	T, °K (эксперимент)	
			$\lambda=0,478 \mu$	$\lambda=0,625 \mu$				$\lambda=0,478 \mu$	$\lambda=0,625 \mu$
NaCl	270	1250	2440	2270	LiF	340	550	2080	2020
	400	2120	2700	2450		640	1100	2750	2600
CsBr	205	1750	2850	2650	775	1420	3430	3370	
	255	2300	3170	3000	1040	2150	3980	3920	

Под экспериментальной понимается температура, найденная из измененного светового потока в предположении, что излучение равновесное и подчиняется законам Планка и Кирхгофа (§ 7). Поэтому приведенные экспериментальные значения температур носят условный характер, являясь мерой регистрируемых световых потоков. Наибольшая разница

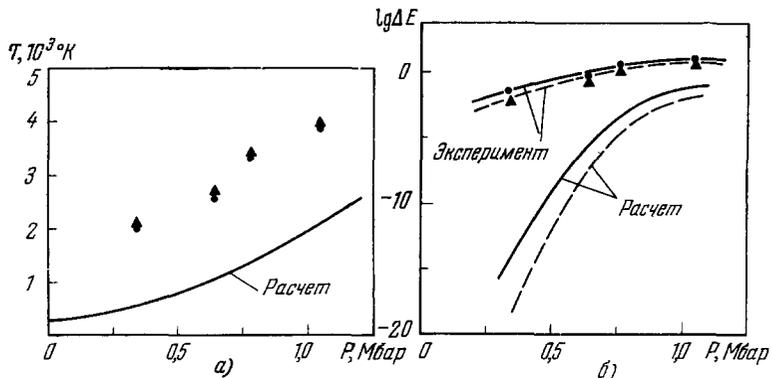


Рис. 39. Сравнение яркостной температуры  $T$  (а) и спектральной плотности излучения  $\Delta E$  (б) ударной волны в LiF с расчетом.

▲ — эксперимент при  $\lambda = 0,478 \mu$ ; ● — то же при  $\lambda = 0,625 \mu$ .

(притом в наибольшем диапазоне давлений и температур) обнаружена в LiF. На рис. 39, помимо  $T - P$ -диаграммы, представлена плотность мощности светового потока  $\Delta E$  в спектральном интервале  $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$  (рис. 39, б). Как видно из рис. 39, при давлении 340 кбар измеренное значение  $\Delta E = 7,65 \cdot 10^{-3} \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$  превышает ожидаемое более чем в  $10^{17}$  раз, что находится далеко за пределами экспериментальной погрешности. Регистрируемое излучение заведомо не является тепловым. Действительно, полное увеличение внутренней энергии LiF при ударном сжатии давлением 340 кбар составляет  $1,5 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}$ . При этом почти половина ее ( $\sim 0,65 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}$ ) идет на преодоление упругих сил отталкивания. Если принять, что температура  $T = 2080^\circ \text{ K}$  отвечает тепловому излучению, то для нагревания LiF до этой температуры потребуется энергия  $E_T \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}$ , почти в 5 раз превышающая тепловую энергию, сообщаемую ему при ударном сжатии. Из рис. 39, б следует, что во всем диапазоне исследованных давлений от 0,34 до 1,04 Мбар для LiF, как и для

NaCl и CsBr при указанных в табл. III давлениях, свечение ударно сжатых ионных кристаллов носит неравновесный характер. Близкое явление, по-видимому, было обнаружено авторами работы <sup>172</sup> при ударном сжатии кристаллического кварца вдоль одной из осей—*x*, нормальной к оптической оси *z*. При ударном сжатии плавленого кварца давлениями 65, 120 и 265 *кбар* и кристаллического кварца вдоль осей *z* и *y* Брукс <sup>172</sup> обнаружил свечение, распространяющееся с периферии образца к его центру (рис. 40), которое он связал с триболюминесценцией. По-видимому, это обусловлено разрядом в трещинах, образующихся при боковой разгрузке <sup>8</sup> ударно сжатого кварца. В нашем случае природа свечения иная, так как постановка опыта такова, что, пока ударная волна распространяется по кристаллу вплоть до выхода ее на свободную поверхность образца, наблюдение ведется за областью, не охваченной боковой разгрузкой. Наши данные, по крайней мере качественно, схожи с результатами Брукса, полученными при ударном сжатии кристаллического кварца вдоль оси *x*, когда свечение возникает сразу по всему сечению образца, подвергнутому воздействию ударной волны. Это свечение Брукс <sup>172</sup> отождествил с электролюминесценцией, которая обусловлена



Рис. 40. Картина триболюминесцентного свечения ударно сжатого кварца в четыре последовательных момента времени согласно <sup>172</sup>.

Интервал времени между снимками 1,2 *мксек*.

или пробоем диэлектрика, или ионизацией примесей NaCl электрическим полем, генерируемым ударной волной. О генерации поля высокой напряженности при ударном сжатии кварца <sup>172, 32-34</sup>, ионных кристаллов <sup>35-39</sup> и других диэлектриков <sup>40, 41</sup> свидетельствуют работы, в которых было обнаружено появление электрического тока во внешнем контуре, не содержащем источников э. д. с. Вместе с тем, согласно <sup>30</sup> (см. § 11), на фронте ударной волны в диэлектрике в результате пластической деформации возникают донорные уровни с локализованными на них электронами. Поэтому можно не учитывать примеси, которые, по Бруксу <sup>172</sup>, являются потенциальными источниками электронов. Сочетание поля достаточно высокой напряженности ( $\sim 10^5$  *в/см*) с донорными уровнями, как источниками электронов, достаточно для того, чтобы носители заряда могли инжектироваться в зону проводимости и там ускоряться до оптических энергий. При этом электроны характеризуются более высокой температурой, чем решетка. Свечение носит планковский характер, о чем свидетельствует слабо зависящая от длины волны яркостная температура в интервале длин волн от 4000 до 6250 Å (см. табл. III). Давать какие-либо количественные оценки рассмотренного явления сейчас преждевременно, хотя бы потому, что в настоящее время еще далеко не ясен механизм возникновения поля при ударном сжатии диэлектриков и в достаточной мере не известны характеристики этого поля. Теория этого вопроса только развивается <sup>173, 174</sup>.

Обнаруженное люминесцентное свечение может, при определенных условиях, быть использовано для получения когерентного излучения. Согласно <sup>175</sup>, состояния с отрицательной температурой могут возникнуть при быстром выключении электрического поля. Укажем, что с повышением температуры решетки эффекты поляризации исчезают <sup>38</sup>, что говорит о снижении напряженности поля, а возможно, и его исчезновении. С другой стороны, яркостная температура люминесцентного свечения становится меньше яркости теплового излучения. Это приводит к тому, что его влияние на измеренные в <sup>49</sup> температуры (см. § 8) с ростом яркости быстро исчезает.

### § 13. Неравновесное излучение при высоких температурах. Электронная экранировка излучения

Логическим продолжением исследований, начатых в работе <sup>49</sup> (см. § 8), было продвижение по шкале давлений в область одного или нескольких мегабар, при которых температура в ударно сжатых щелочно-галогидных соединениях должна достигать 1—5 эв. При этих температурах должно стать заметным влияние электронов, «заброшенных» в зону проводимости из валентной зоны, особенно в таком кристалле, как CsBr, с наименьшей энергетической щелью

(~6 эв). Экспериментальное исследование, выполненное Синециным, Куряпиным и автором, привело на первый взгляд к парадоксальному результату\*). Измеренная в CsBr яркостная температура при  $P = 5$  Мбар оказалась равной ~0,5 эв при расчетно ожидаемом значении ~6 эв (рис. 41). Насыщение яркостной температуры, начиная с некоторых давлений, было обнаружено в NaCl (рис. 42), а также в KCl и KBr. Характерным для всех этих кристаллов является совпадение экспериментально измеренной температуры с расчетной до  $T \approx (6 \div 7) \cdot 10^3$  °К, последующее отставание яркостной температуры от расчетной, насыщение ее и даже снижение (для CsBr) с ростом давлений. Для LiF во всем исследованном интервале давлений до 5 Мбар и температур  $\approx 20 \cdot 10^3$  °К яркостные температуры близки к расчетным. Резюмируя результаты, полученные

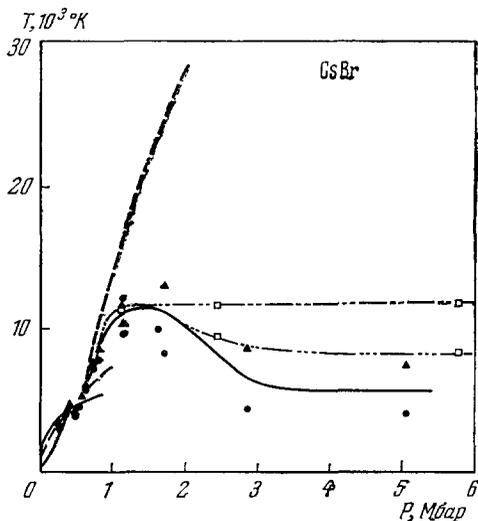


Рис. 41. Зависимость яркостной температуры фронта ударной волны в CsBr от давления.

●, ▲ — эксперимент; — интерполяция экспериментальных данных; — расчет без учета электронной экранировки; — □ — то же с учетом электронной экранировки.

для пяти ионных кристаллов, можно сделать вывод, что яркостные температуры тем больше отличаются от расчетно ожидаемых, чем меньше ширина энергетической щели. Оценки показали, что учет вклада теплового возбуждения электронов в теплоемкость <sup>17</sup> не приводит к заметному сдвигу адиабаты в  $T - P$ -координатах, и этим, даже частично, нельзя объяснить полученные результаты. Прямое измерение отражательной способности фронта ударной волны, проведенное методом § 1, показало, что существенная разница между измеренными и расчетными значениями температур не обусловлена высокой отражательной и соответственно малой испускательной способностью ударно сжатого вещества. Так, в CsBr при  $P = 1,12$  Мбар измеренное значение коэффициента отражения оказалось равным  $R = 4-5\%$ , в то время как для объяснения имеющегося различия оно должно было составлять  $R \approx 60\%$ . При  $P = 5$  Мбар необходимое значение  $R \approx 99\%$ , а измеренное  $R \leq 7\%$ . Аналогичное противоречие было обнаружено и для других кристаллов.

\*) Подробнее см. <sup>179</sup>.

Объяснить обнаруженный нами эффект, не только качественно, но и количественно, удалось Зельдовичу, обратившему внимание на необходимость учета кинетики процесса установления термодинамического равновесия между электронами и решеткой.

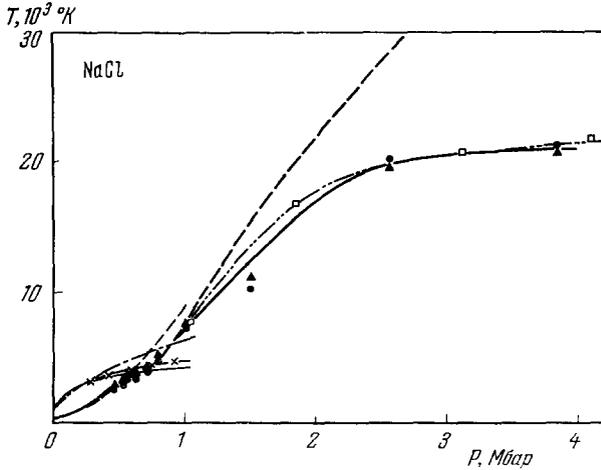


Рис. 42. Зависимость яркостной температуры фронта ударной волны в NaCl от давления. Обозначения те же, что и на рис. 41.

При распространении ударной волны по веществу сообщаемая ему энергия идет как на преодоление упругих сил взаимодействия, так и на разогрев решетки. Так как время релаксации фонов-фононного взаимодействия составляет  $10^{-12} - 10^{-13}$  сек; за это время, т. е. на толщинах

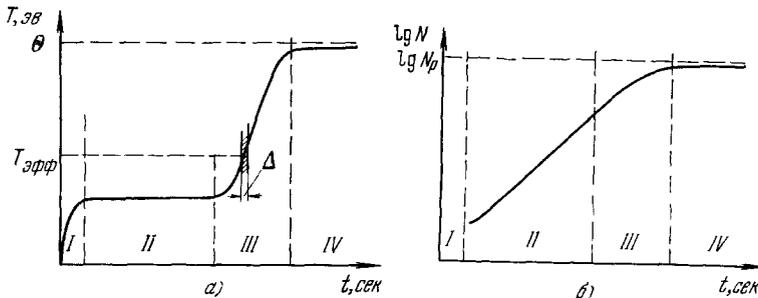


Рис. 43. Качественная картина распределения температуры свободных электронов (а) и их концентрации (б) за фронтом ударной волны (ось ординат).

Обозначение областей I — IV см. в тексте.

порядка  $10^{-6}$  см, устанавливается равновесная по фононам температура  $\Theta$ . Рост энергии электронов за счет электрон-фононного взаимодействия приводит к тому, что некоторая их часть приобретает энергию большую, чем двойная ширина энергетической щели. Такие электроны, отдавая энергию и переходя на дно зоны проводимости, способны ионизовать электроны валентной зоны и перебросить их в зону проводимости. Этот процесс — ударная ионизация — приводит к увеличению концентрации свободных электронов. По мере того, как электроны, черпая энергию от решетки, разогреваются, число нагретых электронов растет (рис. 43, б). На этом этапе (область II на рис. 43, а и б) температура электронов не

растет, так как вся энергия, получаемая электронами от решетки, идет на увеличение числа свободных электронов за счет ионизации. Когда концентрация электронов вырастет настолько, что рекомбинация электронов проводимости с дырками ( $2e^- + e^+ = e^-$ ) будет играть сравнимую с ионизацией роль, наступает третий этап (область III на рис. 43, а, б), в течение которого скорость роста концентрации электронов уменьшается, а энергия, приобретаемая электронами от решетки, идет на повышение их температуры. В результате электроны приходят в термодинамическое равновесие с решеткой (область IV). Наибольший интерес для нас представляет область III, в которой температура электронов еще не достигла температуры решетки, но их концентрация уже такова, что поглощение света происходит на толщине, меньшей толщины слоя, в котором достигается равновесие между электронами и решеткой. В этом случае в эксперименте регистрируется световой поток, излучаемый некоторым слоем  $\Delta$  (см. рис. 43, а), в котором температура еще не достигла равновесного значения, что и приводит к отставанию регистрируемой температуры от истинной. Такова качественная картина явления.

Результаты расчета \*) для CsBr, сжатого ударной волной с амплитудой 5 Мбар, показали, что ко времени  $t \approx 4 \cdot 10^{-9}$  сек концентрация свободных электронов достигает  $N = 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Дальнейший быстрый рост  $N$  приводит к тому, что коэффициент поглощения  $\alpha$  растет и излучающим оказывается тонкий слой, отстоящий от передней границы фронта на  $\approx 4 \cdot 10^{-9}$  сек. Свечение более глубоких слоев, где температура электронов достаточно быстро (за  $\Delta t \approx 10^{-9}$  сек) достигает своего равновесного значения, экранируется впереди лежащими слоями с  $T < \Theta$ . Эффективная температура оказывается примерно в 5 раз меньше температуры решетки. В NaCl эффективные температуры несколько выше, чем в CsBr, за счет более широкой энергетической щели. Для LiF как в эксперименте, так и в расчете отставание эффективной температуры от равновесной даже при  $P \approx 5$  Мбар наименьшее. Это обусловлено большей шириной энергетической щели и относительно малым значением  $\Theta$ . Оба эти обстоятельства приводят к меньшей концентрации свободных электронов и соответственно меньшей экранировке.

Рассмотренный механизм явления позволяет понять и причину малой отражательной способности фронта ударной волны, несмотря на высокую концентрацию электронов, которая достигает значений порядка  $10^{22}$  см<sup>-3</sup>, сопоставимых с концентрацией свободных электронов в металлах. Даже в CsBr, где  $N$  наибольшее, увеличение концентрации свободных электронов с  $N \approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, когда она не влияет на коэффициент отражения, до  $N \approx 10^{22}$  происходит за время  $1,4 \cdot 10^{-9}$  сек или в слое толщиной  $\approx 1,4 \cdot 10^{-3}$  см, в то время как для отражения падающего света необходимо, чтобы эта толщина была мала,  $\Delta \ll 10^{-5}$  см. В других случаях градиент плотности электронов еще меньше, так что даже метод отражения света, столь чувствительный к градиентам плотности, не позволяет экспериментально выявить рост концентрации свободных электронов на фронте ударной волны.

В заключение вернемся к области «низких» температур с целью проверки влияния учета кинетики образования свободных электронов на выводы, сделанные в § 11 при рассмотрении поглощения и проводимости ударно сжатых диэлектриков. Проведенный для этого случая анализ с учетом того, что число поставщиков электронов ограничено концентрацией доноров, показал, что, например, для CsBr при  $\Theta = 0,4$  эв концентрация свободных электронов в зоне проводимости и их температура дости-

\*) Подробнее см. 180.

гают своего равновесного значения за время  $t \approx 10^{-8}$  сек. Так как  $N_0 \approx 4 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и  $\alpha \approx 15$  см<sup>-1</sup>, сжатое вещество остается относительно прозрачным и электронной экранировки нет. В этом случае световой поток растет по мере распространения ударной волны по веществу, начиная с момента установления термодинамического равновесия, в соответствии с соотношением

$$\frac{f}{f_{\max}} = 1 - \exp(-\alpha l), \tag{25}$$

где  $f$  — световой поток, излучаемый фронтом ( $l = (D - u)t$ ), совпадающим с рассмотренным в § 10.

Единственное уточнение, которое должно быть внесено в рассмотренную там картину явления, относится к области времен до установления равновесия между электронами и решеткой. В этой области световой поток нарастает достаточно медленно, так как вначале  $N$  мало, а  $\alpha \sim N$ . В результате этого в первое время после входа ударной волны в кристалл он остается практически прозрачным и излучение не регистрируется. По мере экспоненциального роста  $N$  и соответствующего ему роста  $\alpha$  световой поток увеличивается сначала медленно, а затем все быстрее, пока закон его нарастания не совпадает с (25) при  $\alpha = \text{const}$ . Такой характер нарастания излучения наблюдался нами экспериментально (рис. 44) в NaCl при  $P = 465$  кбар и  $\Theta = 0,224$  эв.

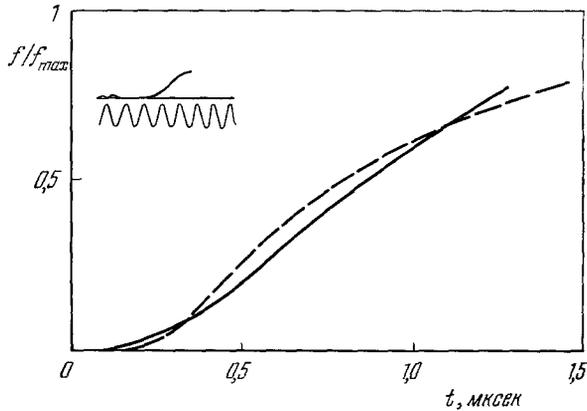


Рис. 44. Нарастание яркости свечения фронта ударной волны в образце NaCl при  $P = 465$  кбар и  $\Theta = 0,224$  эв.  
 — эксперимент (см. осциллограмму вверх); — — расчет.

Представляется, что исследование излучения ударно сжатых диэлектриков впервые дает в руки экспериментаторов возможность изучения кинетики термического возбуждения электронов и установления термодинамического равновесия между ними и решеткой, потому что именно в этом случае удается сохранить вещество в конденсированном состоянии при весьма высоких температурах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер, УФН 85, 197 (1965).
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Физматгиз, 1963.
3. M. Rice, R. M. Queen, I. Walsh, Solid State Physics, vol. 6, Academic Press, N.Y.—Lnd., 1958.
4. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 32, 1577 (1957).
5. I. Walsh, M. Rice, R. M. Queen, I. Yarger, Phys. Rev. 108, 496 (1957).
6. Л. В. Альтшулер, К. К. Крупников, Б. Н. Ледечев, В. И. Жучихин, М. И. Бражник, ЖЭТФ 34, 874 (1958).
7. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин, ЖЭТФ 38, 790 (1960).
8. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер, М. И. Бражник, Л. А. Владимиров, М. П. Сперанская, А. И. Фунтиков, ЖЭТФ 38, 1061 (1960).
9. С. Б. Кормер, В. Д. Урлин, ДАН СССР 131, 542 (1960).

10. В. Н. Жарков, В. А. Калинин, ДАН СССР 135, 811 (1960).
11. С. Б. Кормер, В. Д. Урлин, Л. Т. Попова, ФТТ 3, 2131 (1961).
12. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин, ЖЭТФ 42, 91 (1962).
13. К. К. Крупников, М. И. Бражник, В. П. Крупникова, ЖЭТФ 42, 675 (1962).
14. С. Б. Кормер, А. И. Фунтиков, В. Д. Урлин, А. Н. Колесникова, ЖЭТФ 42, 687 (1962).
15. Л. В. Альтшулер, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский, ЖЭТФ 39 (1), 16 (1960).
16. Л. В. Альтшулер, М. Н. Павловский, Л. В. Кулешова, Г. В. Симаков, ФТТ 5, 280 (1963).
17. С. Б. Кормер, М. В. Синицын, А. И. Фунтиков, В. Д. Урлин, А. В. Блинов, ЖЭТФ 47, 1202 (1964).
18. К. К. Крупников, А. А. Баканова, М. И. Бражник, Р. Ф. Трунин, ДАН СССР 148, 1302 (1963).
19. П. Бриджмен, в сб. «Solids under Pressure» (ed. by W. Paul and D. Warschauer), N.Y., 1963 (см. перевод: Твердые тела под высоким давлением, М., «Мир», 1966).
20. Б. Алдер, в сб. 19.
21. Д. А. Киржниц, ЖЭТФ 32 (1), 115 (1957).
22. Н. Н. Калиткин, ЖЭТФ 38 (5), 1534 (1960).
23. P. DeCarbi, I. Jamieson, Science 133 (No. 3467), 1821 (1961).
24. W. Libby, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, No. 9, 1475 (1962).
25. Г. А. Ададуров, И. М. Баркалов, В. И. Гольданский, А. Н. Дремин, Т. Н. Игнатович, А. М. Михайлов, В. Л. Тальрозе, П. А. Ямпольский, ДАН СССР 165, 851 (1965); Высокомол. соед. 7, 180 (1965).
26. И. М. Баркалов, В. И. Гольданский, В. В. Густов, А. Н. Дремин, А. М. Михайлов, В. Л. Тальрозе, П. А. Ямпольский, ДАН СССР 167, 1077 (1966).
27. Л. В. Альтшулер, И. М. Баркалов, И. Н. Дулин, В. Н. Зубарев, Т. Н. Игнатович, П. А. Ямпольский, Химия высоких энергий 2, 88 (1968).
28. И. М. Баркалов, В. В. Густов, И. Н. Дулин, В. Н. Зубарев, А. Г. Казакевич, П. А. Ямпольский, Высокомол. соед. 10, № 4 (1968).
29. C. Smith, Memorial de l'artillerie traciaise 35, 463 (1961).
30. С. Б. Кормер, М. В. Синицын, Г. А. Кириллов, Л. Т. Попова, ЖЭТФ 49, 135 (1965).
31. F. Neilson, W. Benedick, W. Brooks, R. Graham, G. Anderson, Electrical and Optical Effects of Shock Waves in Crystalline Quartz, Colloque International 1961 sur Les Ondes de Detonation, Paris.
32. F. Neilson, W. Benedick, Bull. Amer. Phys. Soc. 5, 511 (1960).
33. R. Graham, F. Neilson, W. Benedick, J. Appl. Phys. 36, 1775 (1965).
34. R. Graham, J. Appl. Phys. 33, 1755 (1962).
35. P. Harris, J. Appl. Phys. 36, 739 (1965).
36. R. Linde, W. Murri, D. Doren, J. Appl. Phys. 37, 2527 (1966).
37. T. Ahrens, J. Appl. Phys. 37, 2532 (1966).
38. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев, Е. З. Новицкий, В. А. Янов, Г. И. Безруков, Письма ЖЭТФ 2, 353 (1965).
39. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий, В. Н. Минеев, Ю. В. Лисицын, Ю. П. Тюняев, Г. И. Безруков, ЖЭТФ 53, 41 (1967).
40. D. Fischbach, A. Nowick, J. Phys. Chem. Solids 5, 302 (1958).
41. G. Hauser, J. Appl. Phys. 36, 2113 (1965).
42. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, М. В. Синицын, К. Б. Юшко, ДАН СССР 138, 1333 (1961).
43. С. Б. Кормер, К. Б. Юшко, Г. В. Кришкевич, Письма ЖЭТФ 3, 64 (1966).
44. С. Б. Кормер, К. Б. Юшко, Г. В. Кришкевич, ЖЭТФ 52, 1478 (1967).
45. К. Б. Юшко, Г. В. Кришкевич, С. Б. Кормер, Письма ЖЭТФ 7, 12 (1968).
46. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, Г. В. Кришкевич, К. Б. Юшко, ДАН СССР 158, 1051 (1964).
47. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, К. Б. Юшко, Г. В. Кришкевич, ДАН СССР 171, 65 (1966).
48. P. Bridgman, Proc. Amer. Acad. Arts. and Sci. 76, 1 (1945).
49. С. Б. Кормер, М. В. Синицын, Г. А. Кириллов, В. Д. Урлин, ЖЭТФ 48, 1033 (1965).
50. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман, ЖЭТФ 38, 22 (1960).
51. B. Alder, R. Cristian, Phys. Rev. 104, 550 (1956).

52. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, М. В. Сеницын, А. И. Куряпин, ДАН СССР 122, 48 (1958).
53. Х. Дрикамер, в сб. 19.
54. Modern Very High Pressure Techniques, ed. by R. H. Wentorf, London, 1962 (см. перевод: Современная техника сверхвысоких давлений, М., «Мир», 1964).
55. Physics at High Pressure, Solid State Phys., vol. 11, N.Y.—Lnd., 1960 (см. перевод: Физика высоких давлений, М., ИЛ, 1963).
56. D. F. Hornig, Phys. Rev. 72, 178 (1947).
57. G. R. Gowan, D. F. Hornig, J. Chem. Phys. 18, 1008 (1950).
58. W. M. Flook, D. F. Hornig, J. Chem. Phys. 23, 816 (1955).
59. T. I. Ahrens, M. H. Ruderman, J. Appl. Phys. 37, 4758 (1966).
60. L. H. Jones, W. M. Isbell, C. I. Maiden, J. Appl. Phys. 37, 3492 (1966).
61. W. Eisenmenger, Acustica 14, 187 (1964).
62. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Механика смешанных сред, М., Физматгиз, 1963.
63. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., Физматгиз, 1960.
64. А. Д. Сахаров, Р. М. Зайдель, В. Н. Минеев, А. Г. Олейник, ДАН СССР 159, 1019 (1964).
65. А. Н. Дремин, С. К. Розанов, ДАН СССР 139, 137 (1961).
66. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, Физика горения и взрыва, № 1, 36 (1966).
67. К. И. Щелкин, ЖЭТФ 36, 600 (1959).
68. К. И. Щелкин, УФН 87, 273 (1961).
69. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 10, 542 (1940).
70. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин, ДАН СССР 125, 110 (1959).
71. Б. В. Иоффе, Рефрактометрические методы химии, Л., ГХИ, 1960.
72. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, М., «Наука», 1965.
73. I. F. Rosen, JOSA 37, 932 (1947).
74. R. M. Waxler, C. E. Weir, J. NBS A67, 163 (1963).
75. R. M. Waxler, C. E. Weir, J. NBS A68, 489 (1964).
76. C. V. Raman, K. S. Venkataratnam, Proc. Roy. Soc. A171, 137 (1939).
77. I. M. Walsh, M. H. Rice, J. Chem. Phys. 26, 815 (1958).
78. M. H. Rice, I. M. Walsh, J. Chem. Phys. 26, 824 (1958).
79. Handbuch of Chemistry and Physics 37, ed. Cleveland, 1955.
80. R. M. Waxler, C. E. Weir, J. NBS A69, 325 (1965).
81. H. Muller, Phys. Rev. 47, 947 (1935).
82. E. Burstein, P. L. Smith, Phys. Rev. 74, 229 (1948).
83. P. S. Krishnan, Progr. Crystal Phys., Interscience Publishers, N.Y., 1958.
84. E. D. D. Schmidt, K. Vedam, Solid State Commun 3, 373 (1965).
85. E. D. D. Schmidt, K. Vedam, J. Phys. Chem. Solids 27, 1563 (1966).
86. С. С. Бацанов, Электроотрицательность элементов и химическая связь, Новосибирск, Изд. СО АН СССР, 1963.
87. K. Vedam, E. D. D. Schmidt, Phys. Rev. 146, 548 (1966).
88. I. Yamashita, Progr. Theor. Phys. 8, 280 (1952).
89. I. Yamashita, T. Kurosawa, J. Phys. Soc. Japan 10, 610 (1955).
90. D. C. Pask, W. M. Evans, H. James, Proc. Phys. Soc. 60 (337), 1 (1948).
91. M. A. Allen, C. A. McGrary, Rev. Sci. Instr. 24, 165 (1953).
92. D. Bancroft, E. L. Peterson, S. Minshall, J. Appl. Phys. 27, 291 (1956).
93. S. Minshall, J. Appl. Phys. 26, 463 (1955).
94. E. Costello, The Dust Mech. Engng., Proc. of the Conference on Properties of Material at High Rates of Strain (London, 1957), 1958.
95. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Сеницын, ФТТ 5 (1), 269 (1963).
96. G. R. Fowles, J. Appl. Phys. 32, 1475 (1961).
97. J. W. Taylor, M. H. Rice, J. Appl. Phys. 34, 364 (1963).
98. O. E. Jones, F. W. Nellson, W. B. Benedict, J. Appl. Phys. 33, 3224 (1962).
99. J. Wackerle, J. Appl. Phys. 33 (3), 922 (1962).
100. А. Н. Дремин, Т. А. Ададуров, ФТТ 6, 1757 (1964).
101. P. W. Bridgman, Amer. Acad. Arts. and Sci. 74, 399 (1942).
102. C. Pistorious, M. C. Pistorious, I. Blakey, L. I. Admiraal, J. Chem. Phys. 38, 600 (1963).
103. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин, ДАН СССР 121, 67 (1958).
104. M. Van Thiel, V. Alder, J. Phys. 44, 1056 (1966).
105. V. Alder, M. Van Thiel, Phys. Lett. 1, 317 (1963).
106. «Ударные трубы», сб. статей, под ред. Х. А. Рахматуллина и С. С. Семенова, М., ИЛ, 1962.

107. *Fundamental Data Obtained from Shock-tube Experiments*, ed. A. Ferri, 1961 (см. перевод: Основные результаты экспериментов на ударных трубах, М., Гос. изд. литер. по атомн. науке и технике, 1963).
108. A. C. Kolb, H. R. Griem, в сб. «Atomic and Molecular Processes», ed. by D. Bates, Interscience, N.Y., 1962. (см. перевод: УФН 82, 83 (1964)).
109. Р. И. Солоухин, Ударные волны и детонация в газах, М., Физматгиз, 1963.
110. И. Ш. Модель, ЖЭТФ 32, 714 (1957).
111. А. Е. Войтенко, И. Ш. Модель, И. С. Самоделов, ДАН СССР 169, 547 (1966).
112. J. Roth, J. Appl. Phys. 35 (5), 1429 (1964).
113. М. Н. Аленцев, А. Ф. Беляев, Н. Н. Соболев, Б. М. Степанов, ЖЭТФ 16 (11), 990 (1946).
114. F. Gibson, M. Bowser, C. Summers, F. Scott, C. Mason, J. Appl. Phys. 29, 628 (1958).
115. И. М. Воскобойников, А. Я. Апин, ДАН СССР 130 (4), 804 (1960).
116. В. А. Дементьев, В. Н. Кологривов, ЖФХ 36 (3), 458 (1962).
117. J. Burton, J. Hicks, Nature 202, 758 (1964).
118. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, ПИТФ, № 1, 103 (1965).
119. Г. Рибо, Оптическая пирометрия, М.—Л., Гостехиздат, 1934.
120. High Temperature Technology, N.Y., 1959 (см. перевод: Исследования при высоких температурах, М., ИЛ, 1962).
121. W. Lochte-Holtgreken, Repts. Progr. Phys. 21, 312 (1958) (см. перевод: УФН 72, 521 (1960)).
122. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 35, 1402 (1958).
123. J. Tailor, J. Appl. Phys. 34 (9), 2727 (1963).
124. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, УФН 63, 613 (1957).
125. D. Fain, J.O.S.A. 55 (4), 460 (1960).
126. И. Ш. Модель, А. Е. Войтенко, Ф. О. Кузнецов, ПТЭ, № 6, 121 (1962).
127. С. Г. Гренишин, А. А. Солодовников, Г. П. Старцев, Фотографический метод измерения температуры источников света, Труды комиссии по пирометрии при ВНИИМ, сб. № 1, М., Стандартгиз, 1958.
128. М. Н. Павловский, В. Я. Ващенко, Г. В. Симаков, ФТТ 7 (4), 1212 (1965).
129. В. Д. Урлин, ЖЭТФ 49, 485 (1965).
130. В. Д. Урлин, А. А. Иванов, ДАН СССР 149, 1303 (1963).
131. В. Н. Минеев, Е. В. Савинов, ЖЭТФ 52, 629 (1967).
132. Г. Лейбфрид, В. Людвиг, Теория ангармонических эффектов в кристаллах, М., ИЛ, 1963.
133. F. Bundy, H. Strong, Solid State Phys. 13, 81 (1962).
134. F. Lindemann, Phys. Zs. 11, 609 (1910).
135. J. Gilvarry, Phys. Rev. 102, 308 (1956).
136. S. Clark, J. Chem. Phys. 31, 1526 (1959).
137. C. W. Pistorius, J. Phys. Chem. Solids 26, 1543 (1965).
138. E. Kraut, G. Kennedy, Phys. Rev. Lett. 16, 608 (1966).
139. W. F. Libby, Phys. Rev. Lett. 17, 423 (1966).
140. J. Gilvarry, Phys. Rev. Lett. 16, 1089 (1966).
141. J. Gilvarry, Phys. Rev. 102, 317 (1956).
142. S. N. Vaidya, E. S. Gopal, Phys. Rev. Lett. 17, 635 (1966).
143. M. Ross, B. Alder, Phys. Rev. Lett. 16, 1077 (1966).
144. E. Kraut, G. Kennedy, Phys. Rev. 151, 668 (1966).
145. С. Б. Кормер, В. Д. Урлин, Письма ЖЭТФ 8 (1968).
146. J. Dagoigny, J. Kieffer, B. Vodar, Compt. Rend. 245, 1502 (1957).
147. А. А. Баканова, И. П. Дудолодов, Р. Ф. Трунин, ФТТ 7, 1615 (1965).
148. П. Г. Маслов, ДАН СССР 86, 767 (1952).
149. П. Бриджмен, Физика высоких давлений, М., Гостехиздат, 1935.
150. М. Борн, Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, М., ИЛ, 1958.
151. В. С. Виноградов, ФТТ 4, 712 (1962).
152. В. В. Мицкевич, ФТТ 4, 3034 (1962).
153. С. Д. Герцрикен, И. Я. Дехтяр, Диффузия в металлах и сплавах в твердой фазе, М., Физматгиз, 1960.
154. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, N. Y.—Lnd., 1956 (см. перевод: Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, М., Физматгиз, 1963).
155. N. Nachtrieb, J. Weil, E. Catalano, A. Lawson, J. Chem. Phys. 20, 1189 (1952).
156. N. Nachtrieb, H. Resing, M. Rice, J. Chem. Phys. 23, 1193 (1955).
157. C. V. Rease, Phys. Rev. 123, 744 (1961).

158. N. Mott, R. Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals*, 1948.
  159. J. Evans, *Phys. Rev.* **57**, 47 (1940).
  160. R.UBE, *Photoconductivity of Solids*, N.Y.—Lnd., 1960 (см. перевод: Р. Бьюб, *Фотопроводимость твердых тел* М., ИЛ, 1962).
  161. J. Ziman, *Electrons and Phonons*, 1960 (см. перевод: Дж. Займан, *Электроны и фононы*, М., ИЛ, 1962).
  162. S. Hamann, *Adv. in High Pressure Research*, vol. 1, ed. by R. S. Bradley, Acad. Press, N.Y., 1966.
  163. M. Floeuer, H. March, *Phys. Rev.* **125**, 1144 (1962).
  164. H. Van Vueren, *Imperfections in Crystals*, 1960 (см. перевод: Х. Г. Ван-Бюрен, *Дефекты в кристаллах*, М., ИЛ, 1962).
  165. W. Sabley, *Phys. Rev.* **133**, 1176 (1964).
  166. W. Maish, H. Drickamer, *J. Phys. Chem. Solids* **5**, 328 (1958).
  167. Х. Дрикамер, в сб. <sup>55</sup>.
  168. S. Wiederhorn, H. Drickamer, *J. Appl. Phys.* **31**, 1665 (1960).
  169. Л. В. Альтшулер, М. Н. Павловский, В. П. Дракин, *ЖЭТФ* **52**, 400 (1967).
  170. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов, *ЖЭТФ* **47**, 814 (1964).
  171. R. Clendenen, H. Drickamer, *J. Phys. Chem. Solids* **25**, 865 (1964).
  172. W. Brooks, *J. Appl. Phys.* **36**, 2788 (1965).
  173. F. Allison, *J. Appl. Phys.* **36**, 2111 (1965).
  174. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **53**, 237 (1967).
  175. О. Н. Крохин, *Диссертация* (ФИАН, 1962).
  176. С. Б. Кормер, К. Б. Юшко, Г. В. Кришкевич, *ЖЭТФ* **54** (6) (1968).
  177. A. J. Vosman, E. E. Havinga, *Phys. Rev.* **129**, 1593 (1963).
  178. W. B. Yager, M. J. Klein, W. H. Jones, *Appl. Phys. Lett. (USA)* **5**, 131 (1964).
-