

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ44,1н

П-34

2/VI-73

P13 - 7067

2461/2-73

А.Ф.Писарев

НОВЫЙ ПРИНЦИП
РЕГИСТРАЦИИ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ
В ЖИДКИХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P13 - 7067

А.Ф.Писарев

НОВЫЙ ПРИНЦИП
РЕГИСТРАЦИИ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ
В ЖИДКИХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Введение

Большая энергия и высокая интенсивность частиц, получаемых на современных ускорителях, все настоятельнее выдвигают требование создания быстрого трекового детектора на основе конденсированных сред. Такой детектор должен обладать селективным режимом управления, иметь пространственную точность не хуже 10^{-3} см, время разрешения 10^{-6} - 10^{-7} сек и время восстановления 10^{-5} - 10^{-6} сек.

Решение этой проблемы ведется в последние годы по двум направлениям. Первое из них, развиваемое независимо рядом авторов, основывается на использовании эффекта лавинного размножения электронов в конденсированных средах в сильных неоднородных электрических полях вблизи тонких проводящих нитей. Однако этот путь ведет к такому решению задачи, при котором потребуются оснащать детекторы сложной многоканальной электронной аппаратурой и быстрыми ЭВМ.

Исследователи второго направления делают упор на модернизацию режима работы пузырьковой камеры, используя ультразвуковой метод ее очувствления. Здесь получены уже частичные успехи, однако, для предприятия решающего шага отсутствует продуктивная идея.

Цель настоящей работы заключается в анализе нового принципа регистрации следов частиц в конденсированных средах, который, как сейчас представляется, даст возможность радикально решить обсуждаемую проблему и создать трековый детектор, обладающий вышеуказанными характеристиками. Сущность новой идеи заключается в следующем. Прохождение заряженной частицы через

конденсированную /жидкую или твердую/ среду неизменно сопровождается нарушением ее структуры по следу частицы. К таким нарушениям относятся, например, образование микропузырьков, новых молекулярных фрагментов, новых фаз вещества и инверсированных молекул. Совокупность молекул, составляющих эти неоднородности в следах частиц, имеет, как правило, иной спектр резонансного поглощения света, чем исходная невозмущенная среда. Поэтому соответствующим подбором спектра света или радиочастотного излучения можно добиться избирательной резонансной накачки энергии только в месте нарушения структуры среды и за счет нагрева увеличить область оптической неоднородности среды вдоль трека до видимой величины. Последующее фотографирование таких треков может осуществляться либо путем дополнительной подсветки, либо путем использования рассеянной части света накачки.

Типы нарушений конденсированной среды в следах частиц и спектры поглощения

Деформация. Это наиболее характерный вид нарушения периодичности решетки в кристалле или среднего межмолекулярного расстояния в жидкости. Время обратимой релаксации упругой деформации составляет 10^{-10} – 10^{-11} сек и равно, по существу, времени диссипации избыточной энергии из следа частицы в окружающую среду. В случае неупругой деформации время релаксации велико. При деформациях нарушаются равновесные межмолекулярные электрические потенциалы и, как следствие, происходит сдвиг и увеличение ширины уровней возбуждения молекул среды во всех энергетических диапазонах. Так, локальный нагрев вещества в конце пути δ -электрона, характеризуемый областью размером 50 – 100 \AA , сопровождается упругими деформациями в радиусе $\sim 500 \text{ \AA}$. В случае твердого водорода такая деформация, как можно показать расчетным путем, опираясь на теорию поглощения света молекулярными кристаллами^{/1,2/}, приводит к увеличению ширины и смещению в красную область ос-

новного и экситонного спектров поглощения на величину $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ /здесь и ниже используются спектроскопические единицы измерения/. В области температурного клина смещение спектра поглощения имеет значительно большую величину за счет более сильной деформации и более высокой температуры среды.

Сдвиг спектра поглощения в длинноволновую область вызывает также и ударная волна, распространяющаяся из следа частицы в периферические части среды. В случае жидкого или твердого водорода ударная волна в окрестности трека сдвигает ультрафиолетовый спектр поглощения на 60 см^{-1} . В этой оценке, полученной в соответствии с упомянутой теорией^{/2/}, принималось, что энергия, уносимая ударной волной, составляет $\sim 10\%$ полной энергии, теряемой частицей в веществе.

Нарушение структуры вещества вызывают также и заряды, возникающие в следах частиц. Так, непосредственно в окрестности ионов конденсированная среда уплотняется, и спектр в основной полосе поглощения сдвигается в длинноволновую область. Для водорода, например, величина сдвига составляет $\sim 40 \text{ см}^{-1}$. В ряде жидкостей электроны сольватируются и приобретают "свой" спектр поглощения. Например, в случае органических жидкостей спектр сольватированных электронов лежит в области $1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Аналогичные полосы поглощения имеют F-центры и другие центры окраски в кристаллах, свободные радикалы и новые молекулярные соединения, образующиеся в следах частиц.

Фазовые переходы. Последние часто возникают в следах частиц в среде, находящейся в условиях, близких к фазовому переходу. Наиболее распространенным типом фазового перехода в жидкой среде является образование паровых микропузырьков по пути частицы. Плотный пар, находящийся в таких пузырьках, имеет спектральную полосу поглощения, обычно значительно более широкую, чем окружающая жидкая среда. В частности, для жидкого водорода при температуре 18°K инфракрасная полоса поглощения заключена в интервале 4100 – 5100 см^{-1} , а в паровой фазе 3500 – 6000 см^{-1} ^{/3/}. Аналогичная картина наблюдается и в других молекулярных жидкостях

при низкой температуре. Иной инфракрасный спектр поглощения, чем окружающая пузырьки жидкость, имеют также молекулы приповерхностного слоя пузырька, где межмолекулярный потенциал взаимодействия ослаблен.

Другим типом фазового перехода, который наблюдается в следах частиц в кристаллах, является $\alpha \rightarrow \beta$ -переход. Спектры поглощения α - и β -фаз в инфракрасном диапазоне существенно различаются /4,5/

Микрокомплексы из электрона и полости. В последние годы экспериментально обнаружено и частично исследовано интересное явление - образование микрополостей размером $10-20 \text{ \AA}$ около электронов и уплотненных микрошариков размером $\sim 10 \text{ \AA}$ около положительных ионов в жидком гелии /6,7/, жидком водороде /8,9/ и жидком неоне /9,10,11/. Электроны в полостях и сами полости имеют соответствующие уровни возбуждения. Так, в жидком гелии /6,7/ электроны возбуждаются на частоте $1,6 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, а полости - на частоте $4 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. В жидком водороде при температуре 20°K электроны имеют две линии перехода с энергией 0,3 и 1,2 эв, соответственно /9/. Дезактивация возбужденных электронов происходит по двум каналам - путем излучения в виде резонансного рассеяния света и путем передачи энергии деформационным колебанием полости. Энергия деформированных колебаний и энергия резонансного возбуждения полости в конечном счете за время $\sim 10^{-13} \text{ сек}$ трансформируются в тепло.

Изомеризация молекул среды. В плане обсуждаемой темы это, пожалуй, наиболее важный тип конфигурационного перехода молекул в следах частиц в жидких и твердых средах. К таким переходам относятся зеркальная инверсия молекул /например, аммиака/, поворотная цис-транс-изомеризация /например, дихлорэтана/ и спиновая изомеризация /например, орто-пара-переход в водороде/. Такие переходы молекул осуществляются благодаря электромагнитному взаимодействию их с полем пролетающей частицы и под действием тепла, возникающего в следах частиц. При низкой температуре вещество имеет, как правило, одну изомерную устойчивую форму молекул. Вдоль своего следа частица вызывает переходы устойчи-

вой формы молекул среды в другую, неустойчивую форму, которая через определенное релаксационное время вновь возвращается в исходную устойчивую форму. Спектры поглощения в инфракрасном диапазоне двух форм молекул различны. Так, орто-водород в жидкой и твердой фазе имеет дополнительную интенсивную полосу поглощения в области 4120 см^{-1} , которая отсутствует у пара-водорода /12/.

Визуализация треков частиц

Рассмотренные неоднородности в среде, образуемые частицей, имеют микроскопические размеры. Для их наблюдения необходимо увеличить неоднородности до видимой величины, т.е. примерно в 10^6 раз. Такого увеличения размеров можно добиться, как говорилось во введении, путем избирательной резонансной накачки энергии в места нарушения структуры вещества.

Проанализируем теперь конкретно несколько вариантов подобного "проявления" следов частиц в веществах и оценим их перспективность.

Локальные деформации. Максимальный сдвиг спектра поглощения в этом случае, как отмечалось выше, незначителен, и для большинства кристаллических сред сдвинутый и исходный спектры сильно перекрываются. По этой причине избирательная накачка энергии в неоднородности кристаллов весьма затруднена.

Тепловые пики и ударная волна в кристаллах. В случае теплового пика в следах частиц в кристаллах сдвиг уровней поглощения заметно превышает ширину исходной системы невозмущенных уровней. Так, в молекулярных кристаллах бензола и гексаэтиленбензола при температуре 20°K в области частот $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ спектр поглощения имеет узкие линии, которые сдвигаются при нагреве на $0,5 \text{ см}^{-1} \text{ град}^{-1}$. Пиковый нагрев вещества в конце пробега δ -электронов составляет $\sim 10^3$ град, поэтому сдвиг уровней поглощения в этих местах достигает 500 см^{-1} . Этот сдвиг в несколько раз превышает исходную ширину линий резонансного поглощения и со-

храняется на протяжении времени тепловой релаксации, равного $10^{-11} - 10^{-10}$ сек^[13]. Коэффициент поглощения света в сдвинутой области спектра обычно составляет $10^5 - 10^6$ см⁻¹/1,2/, поэтому при непрерывном облучении вещества светом в полосе поглощения тепловых клиньев последние будут аккумулировать энергию по закону:

$$W \sim I k s x t, \quad /1/$$

где I - интенсивность радиации резонансной накачки; k - коэффициент поглощения; s - площадь сечения теплового клина; x - его размер в направлении распространения света в веществе; t - время "жизни" теплового клина. Для роста теплового клина должно выполняться условие $W > W_0$, где W_0 - его начальная энергия, приближенно равная 200 эв, выделяемая δ -электроном в конце пробега. В этом случае:

$$I > \frac{W_0}{k s x t}. \quad /2/$$

Для приближенной оценки величины I примем $W_0 = 200$ эв, $k = 10^5$ см⁻¹, $s = x^2 = 4 \cdot 10^{-12}$ см² и $t = 10^{-10}$ сек. Из /2/ имеем $I > 300$ квт · см⁻². Для режима непрерывной накачки такая мощность для источника слишком велика. В практическом плане более приемлемым является импульсный вариант накачки световой энергии при условии совмещения импульса освещения вещества с моментом прохождения частицы. Как показывают расчеты, выполненные на основе теории избирательной резонансной накачки энергии в заданную степень свободы системы^[14,15], увеличение теплового клина до видимого размера путем накачки энергии с интенсивностью $I = 300$ квт · см⁻² в импульсе должно происходить за время 10^{-6} сек. Средняя мощность источника в этом варианте $I = 0,3$ пвт · см⁻², где n - число импульсных облучений детектора в секунду. Современные лазерные устройства позволяют осуществить такую накачку энергии, однако детектор в этом варианте будет работать в режиме неселективного управления. Аналогичный вывод сле-

дует и для случая накачки световой энергии в звуковую волну, распространяющуюся от следа частицы в кристалле.

Рассмотренный способ применим, как упоминалось, лишь к тем кристаллам, длинноволновый край сдвинутого спектра поглощения которых не перекрывается с краем исходного спектра. К таким кристаллам относятся многие органические кристаллы, а также кристаллы LiF , KBr , KJ , Ge , Si и многие матричные кристаллы Шпольского, охлажденные до температуры жидкого водорода.

Тепловые пики в жидких средах. Избирательная накачка в тепловые клинья жидких сред затруднена из-за перекрытия сдвинутых и исходных спектров поглощения. Исключение составляет лишь жидкий водород. Паровая фаза водорода, образующаяся в микропузырьках по следу частицы, имеет спектр поглощения в инфракрасном диапазоне, длинноволновый край которого сдвинут относительно края спектра поглощения жидкого водорода на 100 см⁻¹/3/. Сечение индуцированного резонансного поглощения света молекулой водорода составляет $\sim 10^{-20}$ см², что соответствует коэффициенту поглощения в газообразном водороде при давлении 1 атм ~ 2 см⁻¹.

Поэтому, используя формулу /2/ и те приближения, которые делались при расчете интенсивности облучения кристалла, найдем, что для импульсного увеличения микропузырьков в водороде до видимого размера средняя мощность световой накачки должна составлять ~ 30 квт · см⁻². Импульсная же мощность при длительности облучения 10^{-6} сек должна быть $3 \cdot 10^{10}$ вт · см⁻². Современные лазерные системы в инфракрасном диапазоне обеспечивают такую мощность излучения. Регистрация следов частиц в жидком водороде рассматриваемым способом может осуществляться лишь в режиме неселективного управления. Время памяти такого детектора будет равно времени роста пузырьков до видимого размера и составит $\sim 10^{-6}$ сек. Время восстановления детектора будет определяться временем конденсации пара в пузырьках и захлопыванием последних.

Центры окраски, радикалы, сольватированные электроны и $\alpha \rightleftharpoons \beta$ -переходы. Возможна также накачка энергии в различные центры окраски кри-

сталла, свободные радикалы, новые химические соединения, возникающие в следах частиц, и в комплексы, содержащие сольватированные электроны. В окрестности этих нарушений путем накачки энергии можно вызывать фотолюминесценцию среды, внутреннюю локальную фотопроводимость и генерировать тепловые оптические неоднородности видимого размера, совокупность которых будет представлять собой треки частиц. Однако рассчитать сколько-нибудь строго для этих случаев необходимую интенсивность световой накачки и время экспозиции пока не представляется возможным из-за отсутствия в литературе необходимой информации о сечении резонансного поглощения света указанными неоднородностями. По этой же причине мы не можем, к сожалению, проанализировать и вторую очень интересную возможность регистрации следов частиц путем избирательной накачки энергии в одну из фаз при $\alpha \rightarrow \beta$ -переходах. Такое рассмотрение было бы особенно важно для твердого водорода.

Электронные микрополости в жидкости. Определенный интерес может представить способ регистрации следов частиц путем накачки энергии в микрополости с электронами в жидком гелии, водороде и неоне. В соответствии с двумя каналами дезактивации возбужденных электронов в полостях, имеются, соответственно, и две возможности регистрации следов частиц. Так, резонансно рассеянный свет на электронах полости может быть прямым образом использован для регистрации следов частиц. Простой расчет показывает, что каждый электрон в следе может быть зарегистрирован фотографическим путем за время экспозиции 1-2 секунды. С использованием ОЭПа это время может быть существенно сокращено. Тепловой же канал дезактивации возбужденных электронов позволяет производить накачку энергии в область среды, непосредственно прилегающую к полости и создавать здесь тепловую оболочку. Последняя может быть доведена до видимого размера за время:

$$t \sim \frac{q v \rho \Delta T}{I \sigma}, \quad /3/$$

где q и ρ - теплоемкость и плотность жидкости, v -

конечный объем тепловой оболочки, ΔT - перегрев оболочки относительно окружающей среды, I - интенсивность световой или электромагнитной накачки, σ - сечение резонансного поглощения света электронами или радиоизлучения полостями. Для случая электронного возбуждения в полости жидкого водорода можно принять $q = 2,33 \text{ кал} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, $v = 10^{-6} \text{ см}^3$, $\rho = 7 \cdot 10^{-2} \text{ г см}^{-3}$, $\Delta T = 1^\circ$, $\sigma = 10^{-20} \text{ см}^2$, $I = 10^{16} \text{ вт см}^{-2}$ в импульсе. С учетом этих данных из /3/ следует, что $t = 10^{-2}$ сек. Аналогичные результаты получаются для гелия и неона. Видно, что время проявления треков может быть сделано небольшим, однако мощность светового облучения жидкости должна быть чрезвычайно велика. Достоинства такого детектора будут заключаться в селективности управления и возможности регулирования времени памяти путем подачи на рабочую среду очищающего электрического поля.

Инверсированные молекулы. Рассмотрим теперь наиболее важный для практики случай регистрации следов частиц в жидких и твердых средах путем накачки энергии в инверсированные молекулы. Типичным примером

инверсии является орто-пара-переход в водороде и дейтерии. При температуре 10° К и ниже равновесный водород всецело состоит из пара-фазы /16/. При прохождении частицы через жидкий или твердый водород происходит интенсивный ударно-тепловой переход пара-молекул водорода в орто-состояние. Оценочный расчет показывает, что заряженная частица с энергией 1 Гэв на одном сантиметре пути в жидком или твердом водороде трансформирует $\sim 10^7$ пара-молекул в орто-молекулы. Это состояние затем обратно переходит в пара-состояние с очень большим периодом релаксации. Последний может быть резко сокращен и доведен до 10^{-6} сек путем непрерывного облучения водорода ультразвуковым полем /17/. Орто-молекулы в следе частицы представляют собой скрытый трек. Для его проявления удобно воспользоваться либо комбинационно-рассеянным светом, либо интенсивной линией поглощения орто-молекул водорода в инфракрасном диапазоне при $4120 \text{ см}^{-1/12}$, которая отсутствует у пара-молекул. Накачка энергии в орто-водород будет носить

лавинный характер, так как с подводом тепла число орто-молекул будет увеличиваться за счет пара-орто-перехода. Для расчета этого процесса воспользуемся формализмом, развитым для случая селективного "разогрева" выделенной степени свободы системы ^{/14,15/}. Приближенное уравнение для описания такого процесса может быть представлено в следующем виде:

$$I = \frac{q}{\sigma t} \ln \frac{N}{N_0}, \quad /4/$$

где I и t - интенсивность и время облучения водорода светом; σ - сечение резонансного поглощения света орто-молекулой; N_0 - число начальных орто-молекул на 1 см пути частицы; N - число орто-молекул на 1 см видимого трека и q - теплота пара-орто-перехода молекулы. Входящие в /4/ величины для водорода при температуре 15 °К имеют следующие значения: $N_0 = 10^7 \cdot \text{см}^{-1}$, $N = 10^{18} \text{см}^{-1}$, $\sigma \approx 10^{-20} \text{см}^2$; $q = 4 \cdot 10^{-22}$ кал.

Подстановка этих величин в формулу /4/ дает $I = 4 \cdot 10^{-1} t^{-1}$ вт · см⁻², где t выражено в сек. Приняв время накачки энергии в трек частицы 10^{-7} сек, получим необходимую величину импульсной мощности накачки $I = 4$ Мвт · см⁻². Средняя же мощность составит $0,4 n$ вт · см⁻², где n - число срабатываний детектора в секунду. При накачке энергии мощностью > 4 Мвт см⁻² трек частицы будет проявляться как в форме цепочки орто-молекулярных образований, так и в виде паровых пузырьков, возникающих в местах наиболее плотного скопления орто-молекул, интенсивно поглощающих свет. Современные лазеры, работающие в инфракрасном диапазоне, могут обеспечить такую мощность облучения.

Из приведенного анализа видно, что на основе принципа накачки энергии в инверсированные молекулы открывается возможность создания трековой камеры с жидким или твердым водородом, которая будет обладать селективным режимом управления, малым временем памяти, не превышающим 10^{-6} сек, и мертвым временем $10^{-5}-10^{-6}$ сек. Пространственная точность регистрации следов частиц в такой камере будет выше, чем у существующих

пузырьковых камер, которым присущи конвективные потоки жидкости, ухудшающие точность.

Данные выводы всецело распространяются на камеры с дейтериевым заполнением, а также на камеры, содержащие вещества, молекулы которых испытывают инверсию или поворотную цис-транс-изомеризацию.

Заключение

Рассмотренный принцип трековой регистрации частиц в жидких и кристаллических средах путем избирательной резонансной накачки энергии в различные структурные нарушения вещества в следах частиц представляется обнадеживающим. Наиболее перспективный путь создания нового детектора на основе изложенного принципа связан, по-видимому, с накачкой энергии в электронные полости и в молекулы с трансформированным состоянием. Такой подход может привести к разработке трекового детектора с рабочей конденсированной средой, который будет обладать свойством селективного управления, хорошими временными характеристиками и высокой пространственной точностью.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить В.П.Джелепова, Б.М.Понтекорво, А.А.Тяпкина, Г.И.Селиванова и В.И.Никанорова за полезные дискуссии по данной проблеме.

Литература

1. А.С.Давыдов. Теория поглощения света в молекулярных кристаллах. Труды ИФАН УССР, вып. 1, 1951.
2. Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М., 1972.
3. E.J.Allin, W.F.Hare, R.F.Macdonald. Phys.Rev., 98, 554, 1955.
4. Ж.Леконг. Инфракрасное излучение. Физматгиз, М., 1958.
5. А.Кросс. Введение в практическую инфракрасную спектроскопию. И.Л., М., 1961.
6. И.А.Фомин. Письма в ЖЭТФ, 6, 715, 1967.

7. Ю.А.Ермаков. ЖЭТФ, 63, 616, 1972.
8. И.А.Гачечиладзе, К.О.Кешишев, А.И.Шальников. Письма в ЖЭТФ, 12, 231, 1970.
9. Toru Miyakawa, D.L.Dexter. Phys.Rev., 184, 166, 1969.
10. R.J.Loveland, P.G.Le Comber, W.E.Spear. Phys.Lett., 39A, 225, 1972.
11. В.Н.Лебедеенко, Б.У.Родионов. Письма в ЖЭТФ, 16, 583, 1972.
12. W.F.Hare, E.J.Allin, H.L.Welsh. Phys.Rev., 99, 1887, 1955.
13. Д.Динс, В.Вийнард. Радиационные эффекты в твердых телах, И.Л., М., 1960.
14. Н.Д.Артамонова, В.Т.Платоненко, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 58, 2195, 1970.
15. Ю.К.Данилейко, А.А.Маненков, В.С.Нечитайло, А.М.Прохоров, В.Я.Хаимов-Мальков. ЖЭТФ, 63, 1030, 1972.
16. А.Фаркас. Орто-водород, пара-водород и тяжелый водород. ОНТИ, М.Л., 1936.
17. Van Itterbeek. Progress in Low Temperature Physics, I, 355, 1955.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1973 года.