

## ОБРАЗОВАНИЕ КВАЗИМОЛЕКУЛ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Б. Каун, П. Манфрассе, В. Франк*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В статье дан обзор современного состояния экспериментальных исследований квазимолекул, кратковременно образующихся в столкновениях ускоренных тяжелых ионов с атомами. Рассмотрены свойства квазимолекулярного рентгеновского излучения этих систем, спектральное распределение и структура наблюдаемых сплошных рентгеновских спектров, их угловая анизотропия. Обсуждаются возможности использования систем, образованных в столкновениях тяжелых ионов, для изучения электронных состояний сверхтяжелых квазимолекул с эффективным атомным номером  $Z \gg 100$ , в частности вопрос спонтанного рождения электрон-позитронных пар и распад нейтрального вакуума в сверхкритическом поле при  $Z \gtrsim 172$ .

The present status of experimental studies of the transient formation of quasimolecules in heavy ion-atom collisions is reviewed. The properties of the quasimolecular X-ray radiation of these systems, the spectral distribution, structure and angular anisotropy of the X-ray continua observed are considered. The possible use of quasimolecule formation in heavy ion-atom collisions are discussed with a view of the study of the electron states of superheavy quasimolecules with an effective atomic number  $Z \gg 100$ . In particular, the problem of spontaneous production of electron-positron pairs and the destruction of the neutral vacuum in a supercritical field with  $Z \gtrsim 172$  is considered.

### ВВЕДЕНИЕ

Для объяснения некоторых характерных особенностей процесса ионизации внутренних электронных оболочек при столкновениях тяжелых ионов с атомами были предложены две модели: модель прямой ионизации при кулоновском возбуждении и модель квазимолекулярных орбит. Механизм прямого кулоновского возбуждения преобладает в процессе ионизации, если ядерный заряд ионов  $Z_1$  значительно меньше заряда ядер мишени  $Z_2$  и если скорость ионов  $v_1$  значительно больше орбитальной скорости  $u \approx (2E_B/m_e)^{1/2}$  электронов на оболочках атомов мишени. Однако если выполняется так называемое адиабатическое условие для

скоростей  $(v_1/u)^2 \ll 1$  и ядерные заряды ионов и атомов мишени не сильно отличаются друг от друга ( $Z_1 \approx Z_2$ ), то значения сечения ионизации атомов и зависимость их от  $Z_1$  и  $Z_2$  описываются моделью квазимолекул [1, 2]. В этой модели предполагается, что электроны в процессе столкновения могут адиабатически изменять свои состояния и образовывать при каждом достаточно близком расстоянии  $R(t)$  между рассеивающимися ядрами квазимолекулярные орбиты в двухцентровом кулоновском поле двух ядер  $Z_1$  и  $Z_2$ . В предельном случае  $R \rightarrow 0$  квазимолекулярные состояния переходят в состояния квазиатома с эффективным атомным номером  $Z = Z_1 + Z_2$ .

Еще несколько лет назад представление о квазимолекулах служило лишь методом для объяснения возбуждения электронных оболочек атомов после столкновения. Однако наличие вакансий в квазимолекулярных состояниях или квазиатомах и происходящие во время столкновения между ними радиационные переходы позволяют исследовать такие системы непосредственно измерением квазимолекулярного рентгеновского излучения в столкновениях тяжелых ионов. Обнаружение и исследование этого квазимолекулярного излучения представляют сложную экспериментальную задачу, потому что время жизни квазимолекулы (оно соответствует времени столкновения, т. е. порядка  $10^{-19}$  сек для внутренних атомных оболочек) мало по сравнению со временем жизни электронных состояний по отношению к рентгеновским переходам ( $\gg 10^{-16}$  сек). Это приводит к сравнительно малым выходам квазимолекулярного излучения. Кроме того, должны наблюдаться сплошные спектры, поскольку в процессе столкновения могут излучаться рентгеновские кванты различной энергии. Это требует тщательного анализа экспериментов, чтобы исключить фоновые эффекты, вызывающие также сплошные спектры рентгеновского излучения. В 1972 г. Ф. Сарис и др. [3] впервые обнаружили спектр «нехарактеристического» рентгеновского излучения, которое было идентифицировано как квазимолекулярное излучение  $L$ -оболочки системы  $Ag + Ag$ . С тех пор изучение квазимолекул в столкновениях тяжелых ионов вызывает большой интерес. В первую очередь, эти исследования привлекают тем, что таким образом можно получить информацию об электронной структуре сверхтяжелых квазимолекул и квазиатомов с эффективным атомным номером  $Z \gg 100$  [4], а при  $Z \approx 172$  можно провести новую фундаментальную проверку квантовой электродинамики в условиях очень сильных электрических полей [5, 6]. Последнее придает особенно важное значение тем исследованиям, которые проводятся с помощью очень тяжелых ионов и относятся к наиболее сильно связанным электронам  $K$ - и  $L$ -оболочек квазиатомов в симметричных столкновениях. В настоящей работе анализируются поэтому, в первую очередь, высокоэнергетические компоненты квазимоле-

кулярного рентгеновского излучения очень тяжелых и симметричных квазимолекул, которые были изучены в последние годы авторами данной работы в экспериментах на ускорителе многозарядных ионов У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

### 1. СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ КВАЗИМОЛЕКУЛЫ И КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЕРХСИЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

Вопрос об электронной структуре атома при  $Z\alpha > 1$  и особенно при сверхкритическом заряде  $Z \gtrsim 172$  представляет большой принципиальный интерес. Практически синтез и изучение атомов со столь большими атомными номерами на современных ускорителях многозарядных ионов маловероятны. До настоящего времени удалось синтезировать в ядерных реакциях искусственные элементы только до  $Z = 107$  включительно [7], а наиболее смелые предположения о возможных островах повышенной ядерной стабильности не идут дальше магических чисел 114 и 126 [8]. Однако получение хотя бы кратковременно при столкновениях тяжелых ионов сверхтяжелых квазимолекул и квазиатомов (при очень малых расстояниях между рассеивающимися ядрами) может позволить исследовать вопросы электронной структуры при  $Z\alpha > 1$ . В частности, эффект спонтанного квазистатического рождения позитронов при  $Z \gtrsim 172$ , предсказываемый теорией, можно наблюдать при столкновении двух атомов урана.

Приведем основные результаты теории относительно того, что происходит с электронной оболочкой атомов при условии  $Z\alpha > 1$ . Подробные сведения об этой проблеме можно получить из обзоров [9, 10]. Решение уравнения Дирака для релятивистского электрона в кулоновском поле точечного заряда  $Ze$  имеет корневую особенность в точке  $Z = 137$ . Например, энергия нижнего уровня  $1s_{1/2}$  дискретного спектра доходит до нуля и на этом обрывается. Это связано с нереалистическим сингулярным поведением кулоновского потенциала на малых расстояниях. На самом деле из-за конечных размеров ядра потенциал остается конечным и задачу нужно решать с потенциалом, обрезанным при  $r \leq 10^{-12}$  см. В работах [11, 12] было показано, что электронные уровни при учете конечных размеров ядра имеют продолжение в области  $Z\alpha > 1$ , а при некоторых «критических» зарядах ядер  $Z_c$  электронные состояния доходят до границы нижнего континуума  $E = -m_0c^2$  (рис. 1). Значения критических зарядов составляют  $Z_c \approx 172, 185, 245$  для электронных состояний  $1s_{1/2}, 2p_{1/2}, 2s_{1/2}$  соответственно. Что происходит вблизи  $Z = Z_c \approx 172$ , когда нижний уровень  $1s_{1/2}$  электрона в атоме сливается с континуумом? Проведенные в работах [13, 14] исследования решения уравнения Дирака при  $Z$  близких к  $Z_c$  разъяснили эту ситуацию и привели к следующей наглядной интерпретации. Дискретный уровень  $1s_{1/2}$  при  $Z =$

$= Z_c \approx 172$  доходит до границы континуума  $E = -m_0c^2$  и при переходе к  $Z > Z_c$  приводит к сильному возбуждению волновых

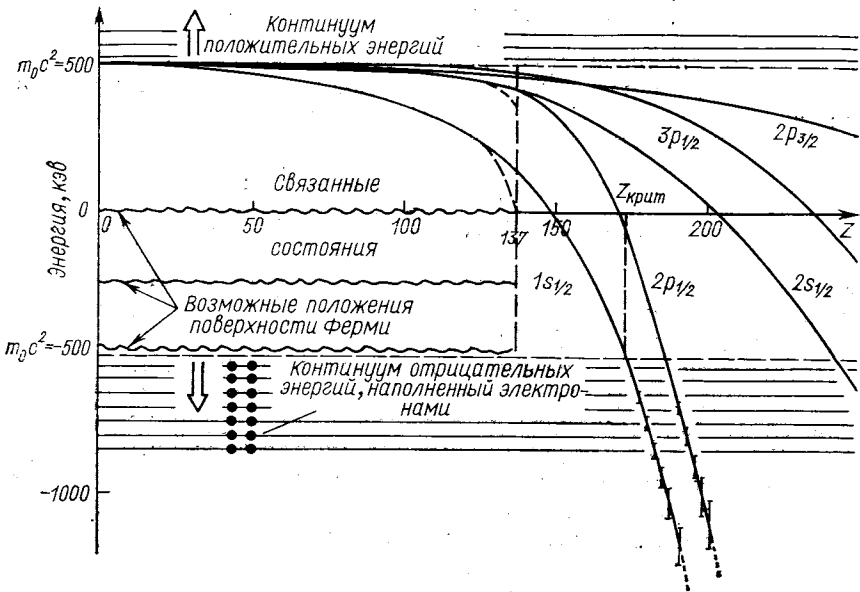


Рис. 1. Ход энергии нижних электронных состояний в кулоновском поле сверхтяжелых ядер с учетом конечных размеров ядра. При критическом  $Z \approx 172$  энергия  $1s_{1/2}$ -состояния достигает нижнего континуума состояний Дирака

функций нижнего континуума, а затем исчезает. Волновая функция бывшего дискретного связанного состояния распределяется с некоторой резонансной шириной по состояниям континуума.

Представим волновую функцию для сверхкритической системы  $|\Psi_E\rangle$  в виде разложения по функциям в базисе  $Z = Z_c$ :

$$|\Psi_E\rangle a(E) |\Phi\rangle + \int b_{E'}(E) |\Psi_{E'}\rangle dE'.$$

Здесь  $a(E)$  и  $b_{E'}(E)$  — коэффициенты разложения;  $|\Phi\rangle$ ,  $|\Psi_{E'}\rangle$  — волновые функции связанного состояния и континуума в точке  $Z = Z_c$ , удовлетворяющие уравнениям

$$H(Z_c) |\Phi\rangle = -m_0c^2 |\Phi\rangle; \quad H(Z_c) |\Psi_{E'}\rangle = E |\Psi_{E'}\rangle.$$

Поскольку функция  $|\Psi_E\rangle$  должна быть решением сверхкритического гамильтониана  $H(Z = Z_c + Z') = H(Z_c) + U(Z')$  с избыточным зарядом  $Z' = Z - Z_c$ , она будет собственной функцией оператора  $H(Z_c + Z') |\Psi_E\rangle = E |\Psi_E\rangle$  и коэффициенты.

разложения  $a(E)$  принимают вид следующего брейт-вигнеровского резонансного распределения:

$$|a(E)|^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E + m_0c^2 - \Delta E_0)^2 + \Gamma^2/4},$$

где  $\Delta E_0$  — энергия опускания дискретного  $1s_{1/2}$ -состояния в континуум;  $\Gamma$  — ширина этого состояния. Обе величины определяются матричными элементами добавочного потенциала  $U(Z') = -\dot{H}(Z_c + Z') - H(Z_c) \approx Z'U(r)$ :

$$\Delta E_0 = \langle \Phi | U(Z') | \Phi \rangle \approx -Z'\delta;$$

$$\Gamma(E) = 2\pi |\langle \psi_E | U(Z') | \Phi \rangle|^2 \approx Z'^2\gamma.$$

Численные расчеты дают в области  $Z' \ll Z_c$  для «скорости» опускания  $1s_{1/2}$ -состояния в континуум  $\Delta E_0 \approx -Z' \cdot 30$  кэв, а для резонансной ширины  $\Gamma \approx (Z')^2 \cdot 0,05$  кэв.

Последствия этого смешивания дискретного состояния с континуумом состояний Дирака различны в зависимости от того, является ли  $1s_{1/2}$ -состояние до слияния с континуумом при переходе к  $Z > Z_c$  занятым двумя электронами или вакантным. В первом случае, когда находятся два электрона на  $K$ -оболочке, при переходе в сверхкритическое состояние электронная структура атома меняется лишь незначительно. Ядро такого сверхкритического атома по-прежнему окружено электронной оболочкой с зарядом  $2e$ . Распределение этого заряда близко по своим физическим свойствам к плотности заряда на  $K$ -оболочке в обычном атоме при  $Z < Z_c$ . Однако этому распределению уже не отвечает одночастичная волновая функция, а представляет собой вакуумную плотность заряда, локализованного вблизи ядра со сверхкритическим зарядом. Далее, эта система при рассеянии на ней позитронов должна обладать следующей особенностью. При рассеянии позитронов будет наблюдаться узкий резонанс, который описывается указанным выше брейт-вигнеровским распределением амплитуд  $|a(E)|^2$ . Таким образом, рассеяние позитронов могло бы быть прямым методом для экспериментального определения параметров квазистационарного экспоненциально распадающегося состояния, которое является продолжением дискретного уровня при переходе к  $Z > Z_c$ .

Если, с другой стороны,  $K$ -оболочка атома при переходе в область  $Z > Z_c$  не была заполнена электронами (голое ядро или атом с вакансиями в  $1s_{1/2}$ -состоянии), то незаполненный  $1s_{1/2}$ -уровень переходит в квазистационарное состояние и за время  $\tau \approx \hbar/\Gamma$  происходит спонтанное испускание позитронов. Можно сказать, что кулоновское поле голого ядра со сверхкритическим зарядом рождает спонтанно в вакууме две электрон-позитронные пары, электроны которых образуют вокруг ядра оболочку с зарядом  $2e$ , а позитроны уходят в бесконечность. Это — качественно

новый процесс в том смысле, что в обычных условиях нейтральный вакуум при  $Z > Z_c$  превращается в нестабильное состояние. При  $Z > Z_c$  вакуум становится заряженным, причем суммарный заряд его равен  $2e$  и эффективный заряд сверхкритического ядра для внешнего наблюдателя уменьшается до  $Z - 2$ .

Таким образом, экспериментально наблюдаемый эффект спонтанного испускания позитронов в кулоновском поле ядра со сверхкритическим зарядом позволяет исследовать интересное явление, как распад нейтрального вакуума, и может служить методом проверки квантовой электродинамики в условиях очень сильных электрических полей. Такой эксперимент имел бы значение не только для атомной физики, но и для понимания подобных фундаментальных изменений вакуума в других очень сильно связанных системах элементарных частиц. Однако в природе нет стабильных ядер с зарядом  $Z > Z_c \approx 172$ . Но можно исследовать эффекты сверхкритических электрических полей в столкновениях тяжелых ионов, если суммарный заряд ядер образующихся при этом квази-молекул  $Z_1 + Z_2 > Z_c$ . Для количественного рассмотрения этого вопроса Мюллер и др. [15] решили уравнение Дирака для релятивистского электрона в двухцентровом кулоновском поле двух ядер (с учетом их конечных размеров).

Для двух ядер урана наиболее связанное  $1s\sigma$ -состояние квази-молекулы с эффективным зарядом ядра  $Z = 184$  достигает энергии отрицательного континуума при так называемом критическом расстоянии между ядрами  $R_c = 35$  ферми. Для того чтобы сблизить два ядра урана на такое расстояние, необходима кинетическая энергия ионов  $E_i \gtrsim 600$  Мэв (в лабораторной системе координат). Эта энергия еще значительно ниже порога ядерных взаимодействий и достаточно мала, чтобы рассматривать процесс сближения ядер как квазистатический. Действительно, при этой энергии скорость относительного движения ядер урана  $v_1/c \approx 0,05$ , а скорость орбитального движения электронов в  $1s\sigma$ -состоянии  $u_K/c \approx 1$ . Схема процесса рождения позитронов в столкновениях тяжелых ионов представлена на рис. 2. Показано изменение энергий электронных  $1s_{1/2}$ - и  $2p_{1/2}$ -состояний квази-молекулы в зависимости от времени. Предполагается, что в начальной фазе столкновения при кулоновском взаимодействии образовалась вакансия в  $1s_{1/2}$ -состоянии. В момент времени  $t$ , когда расстояние между ядрами достигает критического значения  $R_c$ ,  $1s\sigma$ -состояние погружается в континуум отрицательных энергий, после чего может происходить спонтанное испускание позитронов. Однако время жизни квази-молекулы в сверхкритическом состоянии составляет всего лишь  $\tau \approx 0,2 \cdot 10^{-20}$  сек. Поэтому и в связи со сравнительно небольшой шириной  $\Gamma$  квазистационарного сверхкритического состояния только незначительная часть вакансий (около 2%) дает эффект спонтанного испускания позитронов.

Из-за динамики процесса столкновения может происходить помимо спонтанного рождения также индуцированное испускание позитронов за счет кинетической энергии столкновения. В то время как спонтанное рождение связано с условием  $R < R_c$ , индуцированное испускание позитронов может происходить также до

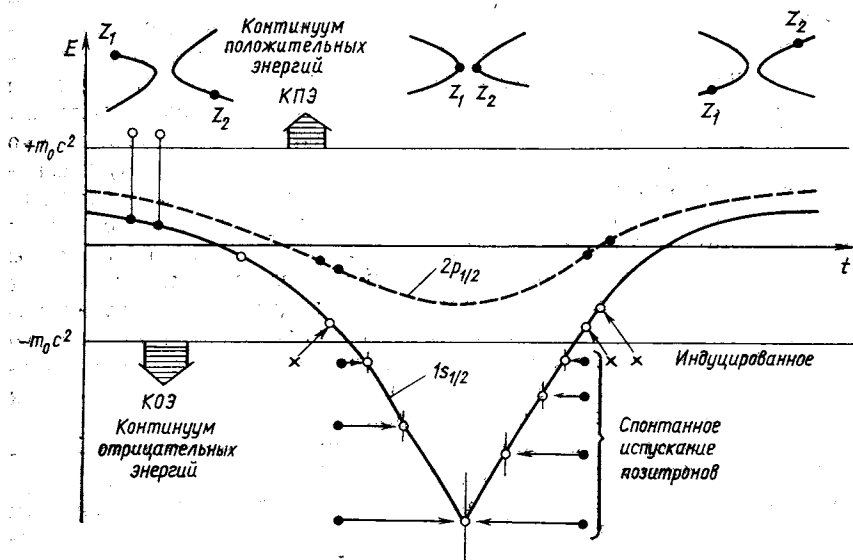


Рис. 2. Схема представления квазистатического процесса рождения позитронов в квазимолекуле с эффективным сверхкритическим зарядом  $Z_1 + Z_2 > Z_c$ , которая может образоваться при столкновениях  $U + U$ . КПЭ — континуум положительной энергии, КОЭ — континуум отрицательной энергии

и после погружения  $1s_0$ -состояния в отрицательный континуум. Последний эффект может оказать сильное влияние на спектральное распределение наблюдаемых в столкновениях  $U + U$  позитронов.

Расчет абсолютного сечения рождения позитронов и спектрального распределения их произведен в работах [16, 17]. Наибольшая неопределенность при расчете абсолютного сечения связана со значением вероятности образования  $1s$ -вакансий в столкновениях таких тяжелых ионов, как уран. До сих пор нет экспериментальных данных об этой вероятности, а ее экстраполяция из данных, полученных в экспериментах с более легкими ионами, дает значения в пределах от  $10^{-1}$  до  $10^{-5}$ . Грайнер и др. [16] предполагали в своих расчетах чисто условно, что вероятность образования  $1s$ -вакансии в столкновении  $U + U$  составляет  $10^{-2}$ . При этом оптимистическом предположении получается, что абсолютное сече-

ние испускания позитронов в столкновениях  $U + U$  при энергии ионов  $1600 \text{ Мэв}$  достигает значения  $5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ . Анализ фоновых эффектов (главным образом возможное образование позитронов из-за парной конверсии высокоэнергетических  $\gamma$ -переходов, которые могут возникать при кулоновском возбуждении ядер урана) показывает [18], что на этом уровне сечения процесс спонтанного испускания позитронов и распад нейтрального вакуума в кулоновском поле сверхтяжелых квазиатомов могут быть вполне наблюдаемыми эффектами. На новом ускорителе тяжелых ионов в Дармштадте (ФРГ) в 1976 г. впервые были ускорены ионы урана до энергии около  $5 \text{ Мэв/нуклон}$ . Можно думать, что в будущем появятся экспериментальные результаты в этом исключительно интересном направлении.

Исследование очень тяжелых квазимолекул может представлять большой интерес еще и по другим причинам. Не исключено, что из спектров квазимолекулярного рентгеновского излучения можно получить информацию об электронных состояниях систем с эффективным ядерным зарядом  $Z\alpha \gtrsim 1$ . Это открыло бы путь к экспериментальному изучению таких явлений, как, например, очень сильное расщепление  $2p_{1/2}$ - и  $2p_{3/2}$ -уровней в сверхтяжелых квазиатомах (при  $Z \approx 160$  около  $250 \text{ кэв}$ ) или обнаружение расщепления  $1s$ -уровня в очень высоком магнитном поле, которое локально возникает в столкновениях очень тяжелых ионов [19]. Для того чтобы оценить, насколько оптимистично будущее таких исследований, рассмотрим известные к настоящему времени данные о квазимолекулах из экспериментов с более легкими ионами.

## 2. ОБРАЗОВАНИЕ ВАКАНСИЙ ВО ВНУТРЕННИХ АТОМНЫХ ОБОЛОЧКАХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Очевидно, что возникновение квазимолекулярного рентгеновского излучения тесно связано с образованием вакансий во внутренних электронных оболочках, участвующих в столкновении атомов. Наличие вакансий не только является предпосылкой для испускания квазимолекулярного рентгеновского излучения — их образование и заполнение могут происходить в одном столкновении и должны быть рассмотрены вместе. Ниже будет показано, что тесная временная корреляция между образованием вакансий и эмиссией квазимолекулярного излучения может сильно сказываться на спектральном распределении последней. С переходом ко все более тяжелым ионам вплоть до урана возникает вопрос, каким образом сечения ионизации внутренних атомных оболочек зависят от энергии ионов и атомных номеров  $Z_1$  и  $Z_2$  налетающих ионов и атомов мишени. Основа для теоретических расчетов сечения — знание механизма образования вакансий. «Атомная модель» прямой ионизации внутренних электронных состояний



кулоновским полем [20], которая дает удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами при ионизации атомов протонами и  $\alpha$ -частицами, неприменима к более тяжелым ионам. Качественно правильные результаты об ионизации внутренних оболочек дает для более тяжелых ионов и  $Z_1 \approx Z_2$  только «молекулярная модель», которая была развита Фано и Лихтенем [1]

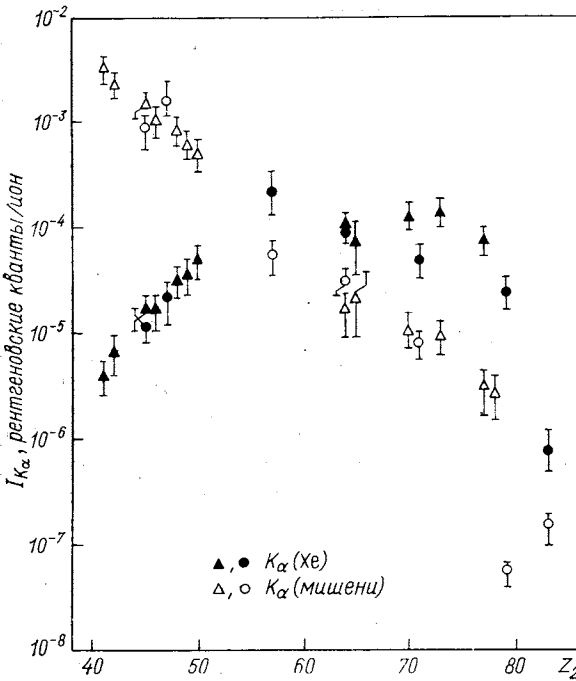


Рис. 3. Зависимость абсолютных выходов характеристического  $K_{\alpha}$ -излучения ксенона и атомов мишеней от зарядового числа  $Z_2$  мишеней [23]

на основе теории молекулярных орбит [2]. Наиболее существенное предположение этой модели состоит в том, что процесс столкновения в этой модели рассматривается как адиабатический. Тогда волновые функции электронных состояний плавно меняются под влиянием возмущения, вносимого сравнительно медленным относительным движением рассеивающихся ядер, и переходят в квазимолекулярные. Энергии состояний зависят при заданных  $Z_1$  и  $Z_2$  только от расстояния между ядрами  $R$ . Кинетическая энергия ионов при этом достаточно велика для того, чтобы вызвать ионизацию по крайней мере наиболее слабо связанных внешних оболочек. При адиабатическом сближении двух атомов их вырожденные электронные состояния при переходе в квазимолекулярные сильно расщепляются (см., например, рис. 8 настоящей работы). При этом молекулярные уровни, происходящие из различных

атомных оболочек, могут пересекать друг друга. Из-за взаимодействия состояний в точках пересечения могут происходить переходы электронов из одного состояния в другое. В частности, электроны внутренних атомных оболочек могут переходить при пересечении с незаполненным внешним состоянием в более слабо связанные, после чего при столкновении внутренние состояния разлетающихся атомов могут оказаться вакантными. Такая же возможность существует и в областях так называемых асимптотических пересечений, где квазимолекулярные состояния переходят

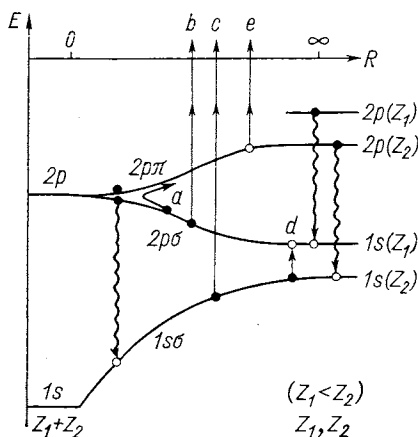


Рис. 4. Корреляционная схема  $1s$ - и  $2p$ -состояний сталкивающихся атомов ( $R = \infty$ ) и квазиатома ( $R = 0$ ) в модели квазимолекулярных орбит.

Стрелками отмечены электронные переходы, которые приводят к ионизации внутренних атомных оболочек при столкновениях тяжелых ионов

в атомные ( $R \rightarrow \infty$ ) и квазиатомные ( $R \rightarrow 0$ ). К последнему случаю относится взаимодействие квазимолекулярных  $2p\pi$ — $2p\sigma$ -состояний на малых расстояниях  $R$  путем вращательной связи этих уровней. Оно является очень важным для объяснения ионизации  $K$ -оболочки в столкновениях тяжелых ионов [21, 22], которая здесь наиболее интересна для нас при дальнейшем рассмотрении высокоэнергетических компонент квазимолекулярного излучения.

Рассмотрим некоторые экспериментальные результаты. Зависимость абсолютных выходов характеристического  $K_{\alpha}$ -излучения ксенона и атомов мишеней от заряда ядер мишеней  $Z_2$ , которая была получена в экспериментах с ионами ксенона с энергией  $150 \text{ Мэв}$  [23], приведена на рис. 3. Она является типичной для ионизации  $K$ -оболочек в столкновениях тяжелых ионов. Ионизация  $K$ -оболочки происходит преимущественно у более легкого из сталкивающихся атомов. Ионизация  $K$ -оболочки более тяжелого атома максимальна при симметричных столкновениях ( $Z_1 \approx Z_2$ ) и быстро убывает с ростом  $|Z_1 - Z_2|$ . Это находится в качественном согласии с моделью квазимолекулярных орбит.

На рис. 4 схематически приведена так называемая корреляционная схема  $1s$ - и  $2p$ -состояний сталкивающихся атомов ( $R = \infty$ )

и квазиатома ( $R = 0$ ) с атомным номером  $Z = Z_1 + Z_2$ , если  $Z_1$  и  $Z_2$  не очень сильно отличаются друг от друга. Кроме того, нанесены все электронные переходы, которые могут дать вклад

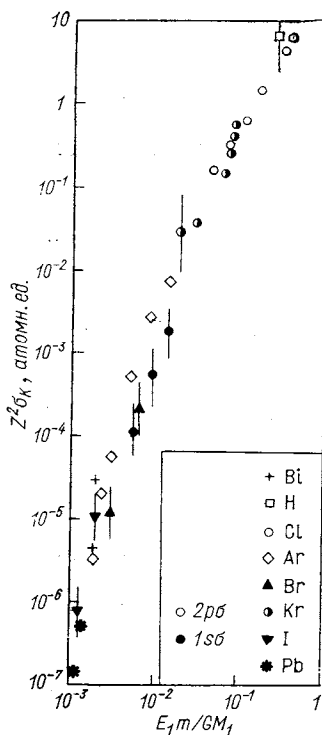


Рис. 5. Систематика экспериментальных данных о сечениях ионизации  $K$ -оболочек  $\sigma_K$  в симметричных столкновениях тяжелых ионов ( $Z_1 = Z_2 = Z$ ):

$E_e$ ,  $M_1$  — кинетическая энергия и масса ионов;  $m$  — масса электрона;  $G$  — эффективная энергия связи электронов в квазимолекулярных  $1s$ - и  $2p\sigma$ -состояниях [26]

ными трудностями. Они корреляционных схем, т. е. расчета квазимолекулярных состояний в двухцентровом потенциале, и матричных элементов переходов с учетом динамики процесса столкновения. Кроме того, недостаточно точно известно, в какой степени процессы прямого кулоновского возбуждения (переходы типа  $b$ ,  $c$  и  $e$  на рис. 4)

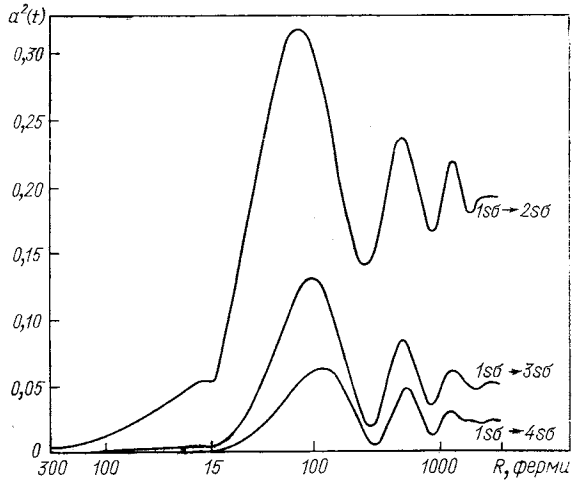
в образовании вакансий в  $K$ -оболочках при сближении двух ядер в процессе столкновения. По этой схеме образовавшиеся при сближении атомов  $2p$ -вакансии могут переходить через  $2p\sigma \rightarrow 2p\sigma$ -связь на близком расстоянии (переход  $a$  на рис. 4) в  $1s$ -состояние более легкого атома и вызывать после столкновения  $KX$ -излучение. Это объясняет преимущественную ионизацию  $K$ -оболочки более легкого из рассеивающихся ионов, поскольку ионизация  $K$ -оболочки более тяжелого атома может происходить в квазимолекулярной модели только дополнительным электронным переходом  $d$ .

В работе Мейергофа [24] были рассмотрены  $1s\sigma \rightarrow 2p\sigma$ -переходы такого типа в модели радиальной связи уровнях на средних расстояниях  $R$ . Амплитуда их имеет значение 0,5 при симметричных столкновениях, т. е. при слиянии  $1s\sigma$ - и  $2p\sigma$ -состояний в  $1s$ -состоянии отдельных атомов при  $R \rightarrow \infty$  в схеме, изображенной на рис. 4. В случае асимметричных столкновений амплитуда этих переходов экспоненциально убывает с ростом разности энергий связи электронов в  $1s$ -состояниях двух сталкивающихся атомов, т. е. быстро убывают с ростом  $|Z_1 - Z_2|$ . Таким образом, основные экспериментальные результаты находят качественно правильное объяснение в рамках простой адиабатической модели. Однако количественные расчеты [25] в этой модели для больших  $Z_1$  и  $Z_2$  связаны со значительными трудностями, в принципе, знания точных значений матричных элементов переходов с учетом динамики процесса столкновения. Кроме того, недостаточно точно известно, в какой степени процессы прямого кулоновского возбуждения (переходы типа  $b$ ,  $c$  и  $e$  на рис. 4)

оказывают влияние на сечения образования вакансий во внутренних атомных оболочках при столкновениях очень тяжелых ионов.

Некоторые успехи были достигнуты в последние годы в систематике экспериментальных данных о сечениях ионизации  $K$ -оболочек при симметричных столкновениях тяжелых ионов [26].

Рис. 6. Амплитуды прямого кулоновского  $1s\sigma$ -возбуждения электронов в вакантные  $ns\sigma$ -состояния в столкновениях  $U + U$  при  $1600 \text{ Мэв}$  для различных расстояний  $R$  между ядрами [28]



Как показано на рис. 5, все экспериментальные значения  $Z^2\sigma_K$  от водорода до висмута лежат приблизительно на одной кривой, если их представить в зависимости от безразмерного параметра  $E_1 m / GM_1$ . Здесь  $E_1$  и  $M_1$  — кинетическая энергия и масса иона;  $m$  — масса электрона;  $Z = Z_1 = Z_2$ ;  $G$  — эффективная энергия связи электрона в квазимолекулярных  $1s\sigma$ - и  $2p\sigma$ -состояниях. Если на основе этой кривой оценить сечение образования  $K$ -вакансии в столкновениях  $U + U$  при  $E_1 = 1600 \text{ Мэв}$ , то получится, что  $\sigma_K \leq 5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ . Это означает, что полное сечение испускания позитронов в этих столкновениях составляет только микробарны [27] и значительно меньше, чем предполагается авторами работы [16]. С другой стороны, как показали новые теоретические исследования этого вопроса [28], при небольших расстояниях между ядрами амплитуды переходов электронов из  $1s\sigma$ -состояния в вакантные  $ns\sigma$ -состояния путем прямого кулоновского возбуждения могут иметь большие значения. Численные результаты зависимости этих амплитуд от расстояния  $R$  между рассеивающимися ядрами урана представлены на рис. 6. Сильный рост амплитуд сразу после момента наибольшего сближения ядер урана в процессе столкновения может существенно повышать сечение испускания позитронов. Из всего сказанного следует важность экспериментального исследования вопроса образования  $K$ -вакан-

сий в столкновениях  $U + U$  при высоких энергиях ионов вплоть до кулоновского барьера.

Прежде чем в следующем разделе изложить экспериментальные результаты исследования квазимолекулярного рентгеновского излучения, обратим внимание на следующий вывод из квазимолекулярной модели о механизме возбуждения квазимолекулярного  $KX$ -излучения. Если при сравнительно малых энергиях ионов ( $\leq 1$  Мэв/нуклон) прямое возбуждение  $1s\sigma$ -состояния кулоновским полем несущественно, то вакансии в квазимолекулярном  $1s\sigma$ -состоянии и соответствующее квазимолекулярное  $KX$ -излучение могут возникать только тогда, когда налетающий ион уже имеет вакансию в  $1s$ -состоянии. В случае очень тяжелых ионов ( $Z \geq 20$ ) это мало вероятно. Поэтому квазимолекулярное  $KX$ -излучение может возникать только во вторичных столкновениях, после того как в первичных столкновениях вакансии из внешних состояний перешли через  $2p\pi - 2p\sigma$ -связь в  $1s$ -состояние рассеянного иона.

### 3. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КВАЗИМОЛЕКУЛ

Проведем сначала некоторые простые качественные рассуждения. Обнаружение квазимолекулярного рентгеновского излучения возможно, если, с одной стороны, в процессе столкновения тяжелых ионов действительно образуются квазимолекулы и, с другой, если при наличии вакансий в их состояниях происходят радиационные переходы во время существования квазимолекулы, т. е. за весьма короткое время столкновения. Рассмотрим более точно эти условия. В работе Армбрустера и др. [29] для образования квазимолекул в столкновениях тяжелых ионов относительно скорости ионов  $v_1$ , атомного номера сталкивающихся частиц  $Z$  (мы предполагаем здесь  $Z = Z_1 = Z_2$ ) и главного квантового числа  $n$  электронных состояний квазимолекулы в предельном случае квазиатома дан следующий простой критерий:  $1,2 \cdot 10^{-3} Z/n > v_1/c > 2 \cdot 10^{-4} Z/n$ . Верхний предел  $v_1$  определяется из требования, что процесс столкновения должен происходить адиабатически относительно движения электронов при заданном значении  $n$ , нижний соответствует минимальной кинетической энергии ионов, которая необходима для сближения ядер в столкновениях на расстоянии меньше, чем классический радиус электронных орбит Бора, т. е.  $R < a_n = a_0 n^2 / Z$  ( $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$  см). Определенная таким образом «квазимолекулярная область» значений ( $E_1, Z$ ) для симметричных столкновений тяжелых ионов и наиболее сильно связанных электронных состояний  $n = 1$ , с которыми в дальнейшем и будем в первую очередь заниматься, приведена на рис. 7. Нанесенные на этом рисунке точки соответствуют тем экспериментам, которые были проведены в Дубне с ионами от Ni до Bi

при энергиях  $E_1 < 1$  Мэв/нуклон и при интенсивностях ионных пучков от  $10^{12}$  (Ni) до  $10^{10}$  (Bi) частиц в 1 сек [30].

С точки зрения самой физической модели о квазимолекулах желательно проводить эксперименты по изучению квазимолекулярного излучения при возможно минимальных энергиях налетающих ионов. Однако сечения образования вакансий во внутренних атомных оболочках и связанный с этим выход квазимолекулярного излучения сильно убывают с уменьшением энергии

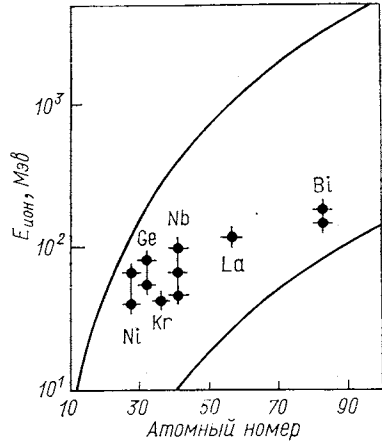


Рис. 7. Границы квазимолекулярной области кинетической энергии ионов по отношению к электронам К-оболочки ( $n = 1$ ) при симметричных столкновениях тяжелых ионов ( $Z_1 = Z_2$ ).

Нанесенные точки показывают, что проведенные в Дубне эксперименты с ионами Ni, Ge, Kr, Nb, La и Bi соответствуют условиям для образования квазимолекул

ионов. Например, сечение образования К-вакансий в столкновениях тяжелых ионов средних масс зависит от кинетической энергии ионов примерно как  $E_1^n$ , где  $n = 4 \div 6$  в области энергий  $E_1 \leq 1$  Мэв/нуклон. Для ожидаемого интегрального выхода квазимолекулярного КХ-излучения по отношению к выходу характеристического КХ-излучения отдельных атомов в столкновениях тяжелых ионов можно дать следующую простую оценку. Он определяется отношением времени жизни квазимолекулы к времени жизни  $\tau_K$  вакансий 1s-состояний относительно радиационных переходов. Время жизни квазимолекулы соответствует времени столкновения по отношению к К-оболочке  $\Delta t \approx 2a_n/v_1$ , которое в случае  $E_1 \approx 1$  Мэв/нуклон ( $v_1 \approx 10^{-9}$  см/сек) равно  $\Delta t \approx 10^{-19}$  сек. Поскольку  $\tau_K \gg 5 \cdot 10^{-16}$  сек, получается, что ожидаемое значение выходов квазимолекулярного и характеристического атомного КХ-излучений в столкновениях тяжелых ионов составляет только  $Y_{КХ}(КМ)/Y_{КХ}(А) \leq 2 \cdot 10^{-4}$ . Квазимолекулярное излучение имеет кроме относительно малого выхода еще одно неприятное для экспериментального изучения свойство, которое следует из динамики процесса столкновения. Энергии квазимолекулярных переходов меняются в процессе столкновения плавно с изменением расстояния между рассеивающимися ядрами. Поэтому квазимолекулы

излучают не линейчатые характеристические, а сплошные спектры рентгеновского излучения.

Для наглядного представления возможных компонент квазимолекулярного излучения и их классификации на рис. 8 показана схема адиабатических квазимолекулярных уровней для различных

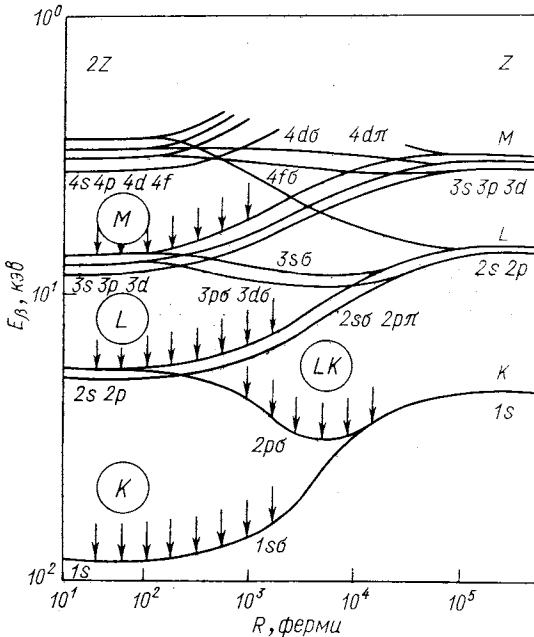


Рис. 8. Схематическое представление уровней квазимолекулы, образующейся в симметричном столкновении двух тяжелых ионов ( $Z_1 = Z_2 = Z$ ) при различных расстояниях между рассеивающимися ядрами.

$K, L, M, LM$  обозначают условно различные компоненты квазимолекулярного излучения

расстояний  $R$  между ядрами при симметричных столкновениях тяжелых ионов со средними значениями  $Z$ . По аналогии с классической рентгеновской спектроскопией различные сплошные компоненты квазимолекулярного излучения классифицируются обычно как  $K$ -,  $L$ -,  $M$ -излучения. Такая условная классификация однозначна только при малых значениях  $R$ . При средних расстояниях между ядрами могут возникать еще компоненты промежуточного типа, как, например,  $LK$ -компонента, которая связана с радиационными переходами в  $2p\sigma$ -состояние.

Необходимо отметить, что приведенная классификация не применима для излучения сверхтяжелых квазимолекул, потому что сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к сильному расщеплению уровней при малых  $R$ . В целом можно сказать, что квазимолекулярное излучение, испускаемое при столкновениях тяжелых ионов, будет представлять собой сложный сплошной спектр рентгеновского излучения, состоящего из нескольких

компонент. В квазистатическом приближении можно предполагать, что наиболее энергетическая  $K$ -компонента будет иметь максимальную энергию в районе характеристического  $KX$ -излучения атома с суммарным ядерным зарядом  $Z = Z_1 + Z_2$ .

Спектральное распределение квазимолекулярного излучения зависит не только от конкретных адиабатических схем квазимолекулярных уровней, но и от динамики процесса столкновения. Очевидно, что большую роль здесь играет зависимость образования вакансий в квазимолекулярных состояниях от времени, т. е. от величины  $R(t)$ . Мейергоф и др. [31] дали простые формулы для дифференциального сечения квазимолекулярного  $KX$ -излучения, полученные в предположении, что это излучение может возникать и в первичных и во вторичных столкновениях ионов. Если образование вакансий в  $1\sigma$ -состоянии и квазимолекулярные радиационные переходы происходят во время одного первичного столкновения, то дифференциальное сечение определяется следующим выражением:

$$d^2\sigma_R^{(1)}/dE_x = 2\pi bdbP(b) (dR/dE_x)/v_R\tau_x(R),$$

где  $2\pi bdb$  — сечение рассеяния для данного параметра столкновения  $b$ ;  $P(b)$  — вероятность образования вакансии;  $v_R$  — радиальная компонента скорости ионов;  $dR/v_R\tau_x = dt/\tau_x(R)$  — вероятность квазимолекулярного радиационного перехода при данном значении  $R(t)$ .

Эффект первичных столкновений проявляется в экспериментах с мишенями из моноатомных газов. Для твердотельных мишеней необходимо учесть эффект вторичных столкновений, потому что время жизни вакансий  $\tau_K$  при скорости ионов  $v_1 \approx 10^{-9}$  см/сек значительно превышает время пролета ионов между первичными и вторичными столкновениями. Дифференциальный выход квазимолекулярного  $KX$ -излучения во вторичных столкновениях дополнительно зависит от плотности атомов мишени  $n$ , от скорости ионов  $v_1$  и от вероятности  $W$  перехода вакансий через  $2p\pi - 2p\sigma$ -связь (см. разд. 2) в  $1\sigma$ -состояние после первичного столкновения:

$$d^2Y_R^{(1)}/dE_x = 2nv_1\tau_K 2\pi bdbW (dR/dE_x)/v_R\tau_x(R).$$

Чтобы получить спектры, необходимо проинтегрировать эти выражения по всем возможным параметрам столкновения с некоторыми предположениями о виде функций  $P(b)$  и вероятности  $W$ . Анализ спектров квазимолекулярного  $KX$ -излучения с помощью приведенных формул показал [31], что двухступенчатый процесс возникновения квазимолекулярного  $KX$ -излучения преобладает в случае симметричных столкновений ( $Z_1 = Z_2$ ) при энергиях ионов  $E_1 \leq 1$  Мэв/нуклон. Однако при несимметричных столкновениях и при больших энергиях  $E$  существенный вклад дает прямое кулоновское возбуждение квазимолекулярного излучения.



Рассмотрим после этого введения об общих свойствах квазимолекулярного рентгеновского излучения результаты экспериментальных исследований.

**Обнаружение рентгеновского излучения квазимолекул.** В 1972 г. Сарис и др. [3] впервые обнаружили в столкновениях  $\text{Ag} (240 \text{ кэв}) + \text{Si}$  спектр нехарактеристического рентгеновского излучения, который нельзя было отнести к известному характеристическому рентгеновскому излучению или эффекту тормозного

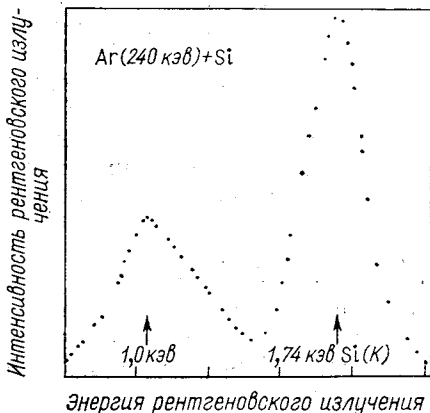


Рис. 9. Спектр рентгеновского излучения, измеренный при столкновениях  $\text{Ag} + \text{Si}$  [3].

Широкий пик при энергии  $E_x \approx 1 \text{ кэв}$  соответствует рентгеновскому  $LX$ -излучению квазимолекулы  $\text{Ag} + \text{Ag}$

излучения. Их экспериментальный спектр приведен на рис. 9. Исследование свойств широкого пика нехарактеристического рентгеновского излучения при энергиях  $E_x \approx 1 \text{ кэв}$  в различных дополнительных экспериментах привело к выводу, что это излучение происходит от радиационных переходов между  $3d - 2p$ -состояниями квазимолекулы ( $\text{Ag} + \text{Ag}$ ), т. е. является квазимолекулярным  $LX$ -излучением. Квазимолекулы ( $\text{Ag} + \text{Ag}$ ) образуются здесь при столкновениях ионов  $\text{Ag}$  с имплантированными в  $\text{Si}$  атомами  $\text{Ag}$  в двухступенчатом процессе по схеме:  $\text{Ag} + \text{Si} \rightarrow \text{Ag} (2p^{-1})$  и  $\text{Ag} (2p^{-1}) + \text{Ag} \rightarrow (\text{Ag} + \text{Ag}) (2p^{-1})$ .

Армбрустер и др. [32] впервые обнаружили экспериментально квазимолекулярное  $MX$ -излучение при столкновениях  $\text{I} (11 - 57 \text{ Мэв}) + \text{Au}$ , т. е. уже сверхтяжелой квазимолекулы с эффективным зарядом ядер  $Z = Z_1 + Z_2 = 132$ . Измеренные в этих экспериментах спектры рентгеновского излучения показаны на рис. 10. Широкий пик в области энергии  $E_x \approx 8 \text{ кэв}$  соответствует радиационным переходам между  $4f - 3d$ -состояниями квазимолекулы ( $\text{I} + \text{Au}$ ). В дальнейших экспериментальных работах этой группы [29, 33] было обнаружено и изучено  $MX$ -излучение еще более тяжелых квазимолекул до  $Z = 145$ .

Первые экспериментальные результаты о квазимолекулярном  $KX$ -излучении были получены в 1973 г. Мейергофом и др. [34]

в Стэнфорде при столкновениях  $\text{Vr} + \text{Vr}$  и нашей группой в Дубне [35] при столкновениях  $\text{Ge} + \text{Ge}$ . После этих первых экспериментов было обнаружено квазимолекулярное  $KX$ -излучение при столкновениях  $\text{Ni} + \text{Ni}$  [36],  $\text{Nb} + \text{Nb}$  [37] и  $\text{La} + \text{La}$  [38]. Сечение образования квазимолекулярного  $KX$ -излучения в столкновениях тяжелых ионов на много порядков меньше, чем сечения квазимолекулярных  $LX$ - и  $MX$ -излучений. Однако они представляют наибольший интерес в связи с указанной выше проблемой электронных состояний в очень сильных электрических полях сверхтяжелых квазимолекул.

Типичный экспериментальный спектр квазимолекулярного  $KX$ -излучения представлен на рис. 11. Он был измерен при

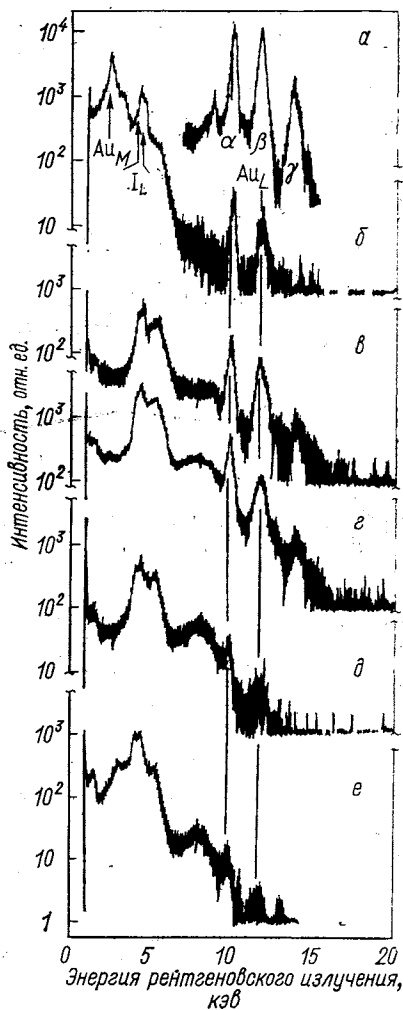


Рис. 10. Экспериментальный спектр рентгеновского излучения, измеренный при столкновениях  $\text{I} + \text{Au}$  [32]:  $a$  — градуировочный спектр, индуцированный при облучении рентгеновскими лучами;  $b$  — спектр при энергии ионов  $57 \text{ Мэв}$  без поглотителя перед детектором;  $c$  — при энергии  $57 \text{ Мэв}$  и толщине поглотителя из  $\text{Al}$   $40 \text{ мкм}$ ;  $d$  — при энергии  $25 \text{ Мэв}$  и толщине поглотителя из  $\text{Al}$   $40 \text{ мкм}$ ;  $e$  — при энергии  $11 \text{ Мэв}$  и толщине поглотителя из  $\text{Al}$   $40 \text{ мкм}$ ;  $e$  — при энергии  $11 \text{ Мэв}$  и толщине поглотителя из  $\text{Al}$   $18 \text{ мкм}$ . Широкий пик при энергии  $E_x \approx 8 \text{ кэв}$  соответствует рентгеновскому  $M$ -излучению сверхтяжелой квазимолекулы  $\text{I} + \text{Au}$  ( $Z = 132$ )

столкновениях  $\text{Nb} (67 \text{ Мэв}) + \text{Nb}$  с помощью детектора из чистого  $\text{Ge}$  с чувствительным объемом  $25 \times 5 \text{ мм}^3$  и энергетическим разрешением  $200 \text{ эв}$  при энергии квантов  $10 \text{ кэв}$ . В спектре виден помимо характеристического  $KX$ -излучения атомов  $\text{Nb}$  и находящегося перед детектором поглотителя из  $\text{Cu}$  широкий сплошной спектр рентгеновского излучения при энергиях  $E_x > E$  ( $KX$ ,  $\text{Nb}$ ), интен-

сивность которого сильно падает с ростом  $E_x$  и переходит в экспериментальный фон в области энергии характеристического  $KX$ -излучения  $E$  ( $KX$ ,  $Z = 82$ ) квазиатомов с двойным ядерным зарядом. Компонента  $C_2$  сплошного спектра представляет собой квазимолекулярное излучение, которое соответствует радиационным переходам в вакантное  $1\sigma$ -состояние квазимолекулы. Происхождение компоненты  $C_1$ , которая была обнаружена уже в первых

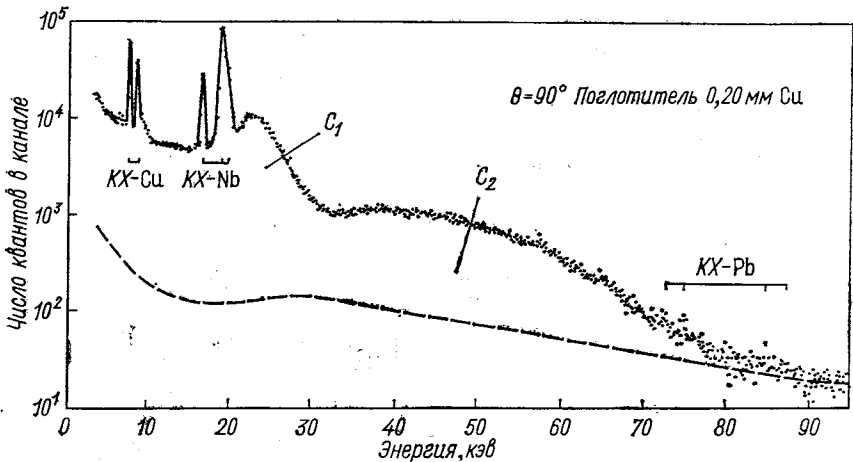


Рис. 11. Экспериментальный спектр рентгеновского излучения, измеренный при столкновениях  $Nb + Nb$  [39]:

штрих — суммарный эффект фоновых процессов. Широкое распределение при энергиях выше энергии характеристического излучения  $Nb$  соответствует  $KX$ -излучению квазимолекулы  $Nb + Nb$  ( $Z = 82$ )

экспериментах с ионами  $Ge$  [35], окончательно выяснилось только в последнее время. Она соответствует радиационным переходам в  $2p\sigma$ -состояние квазимолекулы, т. е. является по приведенной выше классификации промежуточным квазимолекулярным  $LK$ -излучением (см. рис. 8). К обсуждению этой структуры высокоэнергетического квазимолекулярного спектра вернемся немного позднее. При рассмотрении приведенных сплошных спектров естественно возникает вопрос, в какой степени другие процессы в столкновениях тяжелых ионов могут вызвать подобные сплошные спектры рентгеновского излучения. Рассмотрим с этой точки зрения надежность интерпретации этих спектров как квазимолекулярное  $KX$ -излучение.

**Анализ фоновых эффектов.** Источниками сплошных спектров рентгеновского излучения при столкновениях тяжелых ионов в рассматриваемой области значений  $E_1$  и  $Z$  могут являться следующие процессы:

тормозное излучение вторичных электронов (ТИВЭ);  
 тормозное излучение рассеивающихся ядер (ТИРЯ);  
 радиационный захват электронов в вакантные внутренние  
 состояния налетающих ионов (РЗЭ);  
 комптоновское рассеяние  $\gamma$ -излучения, возникшего при куло-  
 новском возбуждении ядер (КВ);  
 естественный фон в окрестности детектирующей системы.

Последние два источника фонового излучения возможно проверить экспериментально и исключить из дальнейшего рассмотрения. В конкретных экспериментах с ионами Ni, Kr, Nb и Bi эффект КВ очень мал, потому что эти ядра находятся вблизи магических ядер и имеют первые возбужденные уровни при высоких энергиях возбуждения.

Процессы тормозного излучения в столкновениях тяжелых ионов (ТИВЭ и ТИРЯ) исследовались во многих экспериментальных и теоретических работах [40, 41]. Мы проанализировали эффекты ТИВЭ и ТИРЯ во всех наших экспериментах с ионами Ni, Ge, Kr, Nb и La с помощью расчета их по методу, который описан в работе Гипшнера [42]. Дифференциальное сечение тормозного излучения вторичных электронов при столкновении иона  $(Z_1, A_1, E_1)$  с атомами мишени  $(Z_2, A_2)$  определяется выражением

$$\frac{d\sigma(E_x, E_1)}{dE_x} = \int_{E_x}^{\infty} dE_\delta \frac{d\sigma_e(E_\delta, E_1)}{dE_\delta} \int_{E_x}^{E_\delta} \frac{d\sigma_x(E_e, E_x)}{dE_x} \frac{dE_e}{m_e M_p A_2 S(E_e)},$$

где  $d\sigma_e(E_\delta, E_1)/dE_\delta$  — дифференциальное сечение образования  $\delta$ -электронов в интервале энергии  $E_\delta$ ;  $E_\delta + dE_\delta$  и  $d\sigma_x(E_e, E_x)/dE_x$  — дифференциальное сечение тормозного излучения электрона с энергией  $E_e$ ;  $S(E_e)$  — функция потери энергии электрона в мишени;  $m_e M_p A_2 = M_2$  — масса атома мишени. Сечение образования  $\delta$ -электронов при столкновениях тяжелых ионов рассчитывается с достаточной точностью приближенным методом, который изложен в работе [43].

Тормозное излучение рассеивающихся ядер (ТИРЯ) рассмотрено в классической работе Альдера и др. [44]. Дифференциальное сечение дипольной компоненты его

$$\frac{d\sigma_D(E_x, E_1)}{dE_x} = \text{const } Z_1^2 Z_2^2 \left( \frac{Z_1}{A_2} - \frac{Z_2}{A_2} \right)^2 \frac{A_1}{E_1 E_x} f_D(E_1, E_x).$$

Множитель  $(Z_1/A_1 - Z_2/A_2)^2$  в этом выражении показывает, что при полностью симметричных столкновениях, когда сталкиваются ядра одноизотопного элемента, дипольная компонента ТИРЯ исчезает. Это имеет место, например, в исследованных нами столкновениях Nb + Nb. В этих экспериментах применялись мишени со степенью очистки от примесей лучше чем  $10^{-6}$ . Более высокие мультипольности ТИРЯ или интерференционные члены

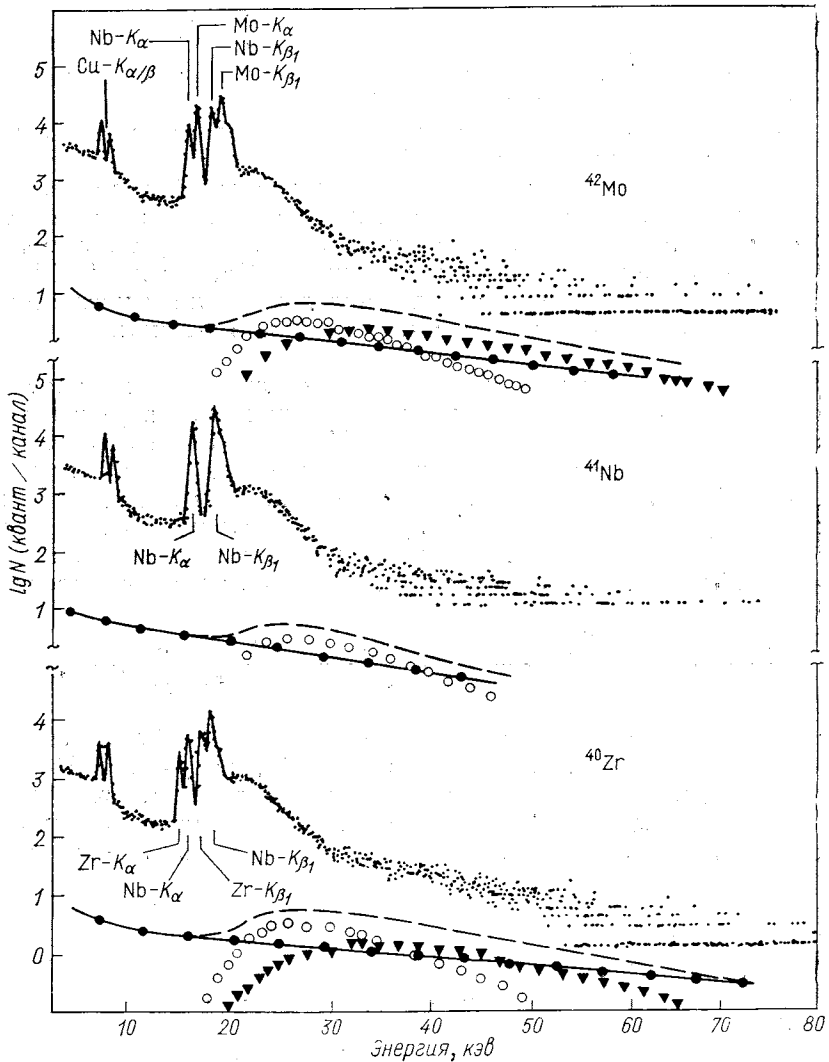


Рис. 12. Экспериментальные спектры рентгеновского излучения, измеренные при столкновениях Nb + Mo, Nb + Nb и Nb + Zr:

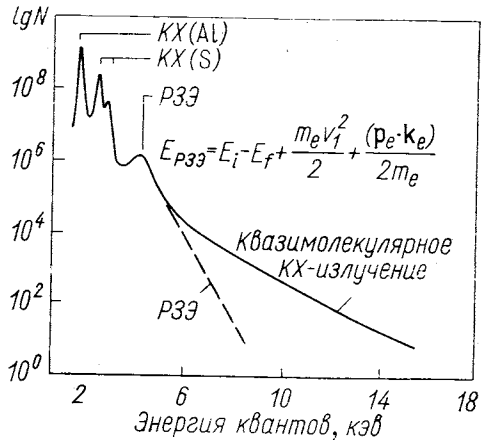
точки — рассчитанные спектры тормозного излучения рассеивающихся ядер ( $\blacktriangle$ ) и вторичных электронов ( $\circ$ ). Суммарный эффект от этих процессов и фона ( $\text{---}\circ\text{---}$ ) значительно меньше, чем наблюдаемые сплошные спектры квазиолекулярного излучения [42]

их на несколько порядков менее интенсивны, чем интересующие нас сплошные рентгеновские спектры. Поэтому они здесь не будут рассмотрены. Результаты анализа эффекта тормозного излучения

при столкновениях ионов Nb ( $E_1 = 96$  Мэв,  $Z_1 = 41$ ) с атомами мишеней Mo ( $Z_2 = 42$ ), Nb ( $Z_2 = 41$ ) и Zr ( $Z_2 = 40$ ) представлены на рис. 12. Они доказывают, что обнаруженные в этих экспериментах сплошные спектры не могут быть вызваны процессами тормозного излучения. Например, в области энергий  $16$  кэв  $\leq E_x \leq 30$  кэв интегральный выход тормозного излучения на три

Рис. 13. Экспериментальный спектр рентгеновского излучения, измеренный при столкновениях S (90 Мэв) + Al:

сплошной спектр при энергиях выше энергии характеристического излучения S соответствует процессу радиационного захвата электрона в вакантные K-оболочки налетающих ионов (PЗЭ) и квазимолекулярному излучению системы S + Al [46]



порядка меньше, чем наблюдаемый эффект. При энергиях  $E_x > 30$  кэв экспериментальный спектр также значительно превышает рассчитанные компоненты тормозного излучения.

Рассмотрим теперь радиационный захват электронов в вакантные K-оболочки налетающих ионов (PЗЭ), который был обнаружен в экспериментах с более легкими ионами и вызывает в этих столкновениях относительно интенсивные сплошные спектры рентгеновского излучения [45]. Спектр рентгеновского излучения, испускаемого при столкновениях S (90 Мэв) + Al, который показывает эффект PЗЭ [46], приведен на рис. 13. Этот процесс может происходить, если налетающие ионы имеют вакансии в K-оболочке. Они могут заполняться захватом слабосвязанных или свободных электронов в мишени и тем самым вызвать рентгеновское излучение. Спектр этого излучения определяется разностью энергий связи электронов в начальном и конечном состояниях, а кроме того, еще энергией поступательного движения электрона по отношению к налетающему иону  $m_e v_i^2/2$  и импульсом орбитального движения  $(p_e \cdot k_e)/2m$ . Это приводит к сравнительно широкому распределению энергии испускаемого рентгеновского излучения, максимум которого находится при энергии  $E_x \approx E(KX, Z_1) + m_e v_i^2/2$ .

Очевидно, что радиационный захват электронов, который при малых  $Z_1$  и больших  $E_1$  играет существенную роль, в адиабатиче-

ских столкновениях более тяжелых ионов не может оказать большого влияния на рассматриваемые нами квазимолекулярные спектры. Действительно, вероятность образования  $K$ -вакансий у налетающих ионов с ростом  $Z_1$  очень сильно падает. Далее, спектр рентгеновского излучения от процесса РЗЭ смещается с ростом  $Z_1$  все более в сторону характеристического излучения. При скорости ионов  $v_1 \leq 10^9$  см/сек разность энергий характеристического  $KX$ -излучения ионов и средней энергии рентгеновского излучения РЗЭ уже значительно меньше 1 кэв, и оба

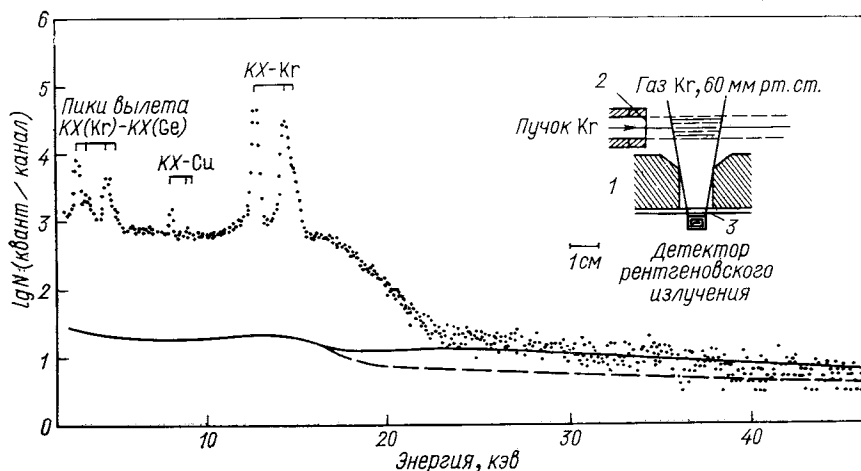


Рис. 14. Экспериментальный спектр рентгеновского излучения, измеренный при столкновениях  $Kr$  ( $42 Mэв$ ) +  $Kr$ .

В верхней части рисунка показана схема эксперимента с газовой мишенью [39]: 1 — защита ( $Cu$ ); 2 — окно ( $Ni$ ); 3 — поглотитель 2 мм  $Al$ ; сплошная линия — суммарный спектр рассчитанного тормозного излучения; пунктирная линия — экспериментального фона

эффекта практически перекрываются. Однако теория спектрального распределения рентгеновского излучения РЗЭ до сих пор еще не полностью ясна, особенно по отношению к «хвостам» спектров в сторону больших энергий. Поэтому в работе [39] был проверен этот вопрос экспериментально в столкновениях  $Kr$  ( $42 Mэв$ ) +  $Kr$  с помощью газовой мишени. Измеренный спектр и схема эксперимента показаны на рис. 14. Сущность его состоит в следующем. В газовой мишени среднее расстояние между атомами настолько велико, что время между двумя последующими столкновениями ионов с атомами мишени значительно больше, чем время жизни  $K$ -вакансий. Поэтому процесс РЗЭ в таких столкновениях не может происходить. Однако, как показывает рис. 14, в экспериментах с газовой мишенью наблюдается пример-

но такой же сплошной спектр рентгеновского излучения, как и при экспериментах с твердотельными мишенями. Таким образом, процесс РЗЭ как источник обнаруженных сплошных спектров высокоэнергетического рентгеновского излучения исключается.

Анализ возможных фоновых процессов при столкновениях тяжелых ионов показывает в целом, что ни один из них не может

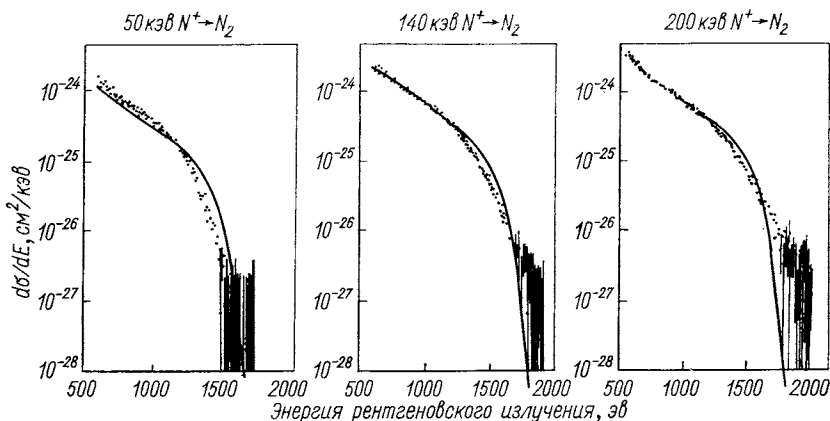


Рис. 15. Спектры рентгеновского излучения, измеренные в столкновениях  $N + N_2$  при энергиях ионов 50, 140 и 200 кэВ:

сплошные линии — спектральные распределения излучения квазимолекул  $N + N$  в адиабатической модели [49]

объяснить измеренные сплошные спектры рентгеновского излучения и что с этой стороны не возникает противоречия при интерпретации их как рентгеновское излучение квазимолекул. Непосредственное экспериментальное доказательство квазимолекулярного происхождения этих спектров было получено в экспериментах Мейергофа и др. [47] при столкновениях  $Kr (200 \text{ МэВ}) + Zr$  и в экспериментах Франка и др. [48] при столкновениях  $Nb (67 \text{ МэВ}) + Nb$  определением скорости источника излучения из доплеровского смещения энергии рентгеновских квантов.

**Свойства и структура спектров квазимолекулярного КХ-излучения.** В настоящее время имеется уже значительное число экспериментальных результатов о квазимолекулярном КХ-излучении, полученных в экспериментах с ионами от  $N (Z_1 = 7)$  до  $La (Z_1 = 57)$ . Некоторые характерные свойства спектров КХ-излучения квазимолекул, в частности зависимость формы спектров от энергии ионов, хорошо видна в экспериментах с легкими ионами. Спектры квазимолекулярного КХ-излучения, полученные в исследовании столкновений  $N + N_2$  при различных энергиях ионов [49], приведены на рис. 15. При энергии ионов  $E_1 = 50 \text{ кэВ}$ , для которой



условие адиабатичности выполняется лучше всего ( $v_1/u_K = 0,07$ ), спектр квазимолекулярного  $KX$ -излучения имеет граничную энергию, которая соответствует характеристической  $KX$ -энергии двойной системы с  $Z = 14$ . В этом случае экспериментальный спектр воспроизводится и по форме и по абсолютному значению расчетом по квазистатической модели с предположением о двухступенчатом процессе образования  $1\sigma$ -вакансий в квазимолекуле. Этот

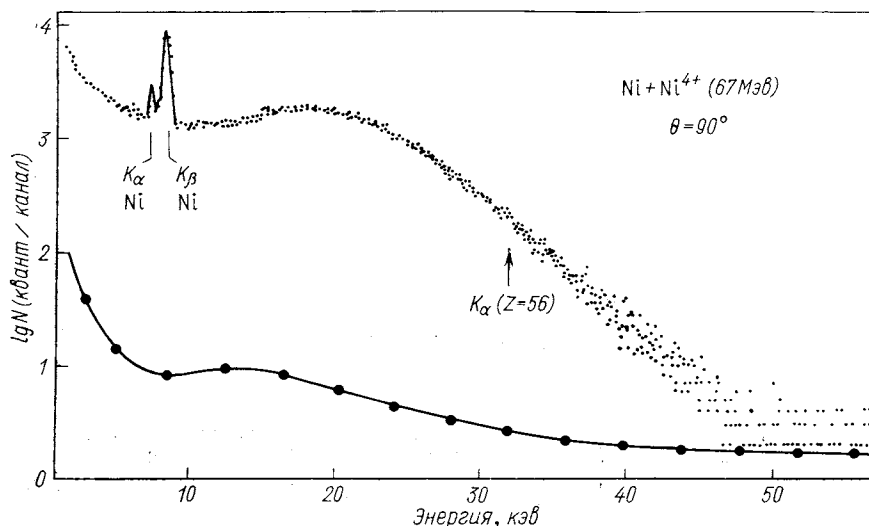


Рис. 16. Экспериментальный спектр квазимолекулярного рентгеновского излучения, измеренный при столкновениях  $Ni$  ( $67 \text{ МэВ}$ ) +  $Ni$  под углом  $\theta = 90^\circ$  по отношению к направлению пучка:  
нижняя кривая — суммарный эффект фоновых процессов [50]

процесс в данном случае легко рассчитывается, потому что отношение между первичными и вторичными столкновениями определяется фиксированным расстоянием между атомами молекулы  $N_2$ . При повышении энергии ионов до  $200 \text{ кэВ}$  согласие между экспериментом и квазистатической теорией ухудшается. Влияние динамических эффектов таких, как динамическое расширение квазимолекулярных уровней в процессе столкновения и появление индуцированных переходов с более высокими частотами, с ростом энергии ионов быстро увеличивается. Они приводят в основном к расширению спектра квазимолекулярного  $KX$ -излучения в сторону более высоких энергий за пределы характеристической  $KX$ -энергии квазиатома с двойным ядерным зарядом. Еще более сильно выражен этот динамический эффект в спектре  $KX$ -излучения системы  $Ni$  ( $67 \text{ МэВ}$ ) +  $Ni$  [50], который показан на рис. 16.

Пунктирная кривая представляет собой суммарный спектр экспериментального фона и рассчитанного тормозного излучения вторичных электронов и рассеивающихся ядер. Спектр квазимолекулярного КХ-излучения тянется в этом случае ( $v_1/u_K = 0,27!$ )

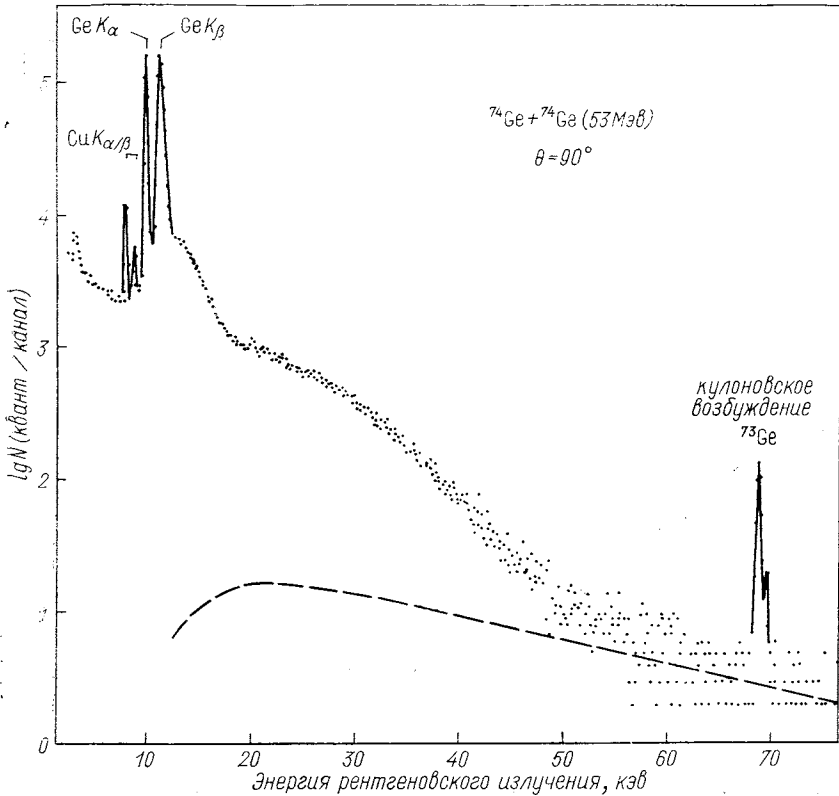


Рис. 17. Экспериментальный спектр квазимолекулярного рентгеновского излучения, измеренный при столкновениях Ge (53 МэВ) + Ge под углом  $\theta = 90^\circ$  по отношению к направлению пучка:  
штрих — суммарный эффект фоновых процессов [30]

на десятки кэВ за его квазистатический предел, и форму его удастся воспроизвести только расчетом на основе последовательной динамической теории процесса столкновения ионов [56]. К вопросу динамических эффектов мы вернемся еще раз при рассмотрении анизотропии квазимолекулярных спектров.

В экспериментах с более тяжелыми ионами Ge, Nb и La [30, 35, 37, 38] была обнаружена двухкомпонентная структура сплошного спектра квазимолекулярного КХ-излучения. В качестве примера на рис. 17 представлен спектр рентгеновского излучения, который

был измерен при столкновениях  $^{74}\text{Ge}$  ( $53 \text{ Мэв}$ ) +  $^{74}\text{Ge}$  ( $v_1/u_K=0,14$ ). Еще более сильно эта структура проявляется при столкновениях  $\text{Nb}$  ( $67 \text{ Мэв}$ ) +  $\text{Nb}$  ( $v_1/u_K = 0,14$ ), спектр рентгеновского излучения которых приводился на рис. 11. И в том и в другом случае явно выделяются две компоненты сплошного спектра, которые

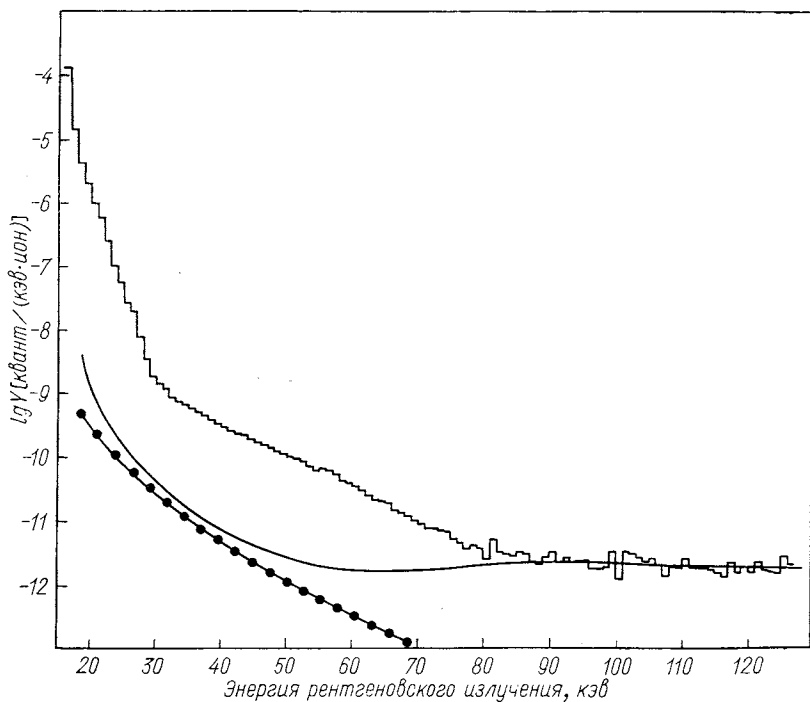


Рис. 18. Спектр квазимолекулярного рентгеновского излучения, измеренный при столкновениях  $\text{Nb}$  ( $67 \text{ Мэв}$ ) +  $\text{Nb}$  в абсолютных единицах для толстой мишени [50]:

нижняя кривая — рассчитанный спектр тормозного излучения вторичных электронов  
сплошная линия — суммарный эффект тормозного излучения вторичных электронов и фона детектора в отсутствие пучка

нами были условно обозначены  $C_1$  и  $C_2$ . В то время как компоненту  $C_2$  по свойствам можно было отнести к квазимолекулярному КХ-излучению, т. е. к радиационным переходам в  $1s$ -состояние квазимолекулы, происхождение компоненты  $C_1$  сравнительно долго оставалось неясным. Для более детального анализа этих компонент на рис. 18 представлен абсолютный спектр квазимолекулярного излучения системы  $\text{Nb}$  ( $67 \text{ Мэв}$ ) +  $\text{Nb}$ , который получается из экспериментального спектра после учета эффективности детек-

тора и ослабления интенсивности рентгеновских квантов поглотителем.

Из рис. 18 следует, что наличие двух компонент в квазимолекулярном спектре не является случайным аппаратурным эффектом и не может быть объяснено фоновым спектром тормозного излучения. Действительно, спад интенсивности компоненты  $C_1$  с ростом энергии  $E_x$  значительно быстрее и пропорционален примерно  $E_x^{-20}$ . Для тормозного излучения  $I(E_x) \sim E_x^{-7}$ . Процесс радиационного захвата электронов тоже не может быть источником компоненты  $C_1$ . Это было показано выше, когда обсуждался эксперимент с газовой мишенью (см. рис. 14). Физическая интерпретация компоненты  $C_1$  была предложена Хайнигом и др. [51]. Они проанализировали схемы квазимолекулярных уровней различных симметричных квазимолекул и обратили внимание на относительный минимум в зависимости энергии  $2p\sigma$ -состояния квазимолекул от расстояния  $R$  между ядрами при средних значениях  $R$ .

Эта особенность в поведении квазимолекулярного  $2p\sigma$ -состояния показана на рис. 19. Здесь представлена зависимость энергии уровней квазимолекулы ( $Nb + Nb$ ) от расстояния  $R$  между ядрами по нерелятивистскому расчету Н. Ф. Трусковой [52]. Энергия связи электронов  $2p\sigma$ -состояния на расстоянии  $R \approx 4 \cdot 10^3$  ферми достигает примерно 30 *кэв*, которое значительно превышает энергию характеристического  $KX$ -излучения  $Nb$  и совпадает примерно с граничной энергией компоненты  $C_1$  при столкновении  $Nb + Nb$ . Совпадение максимальной энергии компоненты  $C_1$  с максимальной энергией связи электронов в  $2p\sigma$ -состоянии было установлено также в экспериментах с другими ионами. Это качественное согласие между экспериментом и предложенной интерпретацией компоненты  $C_1$  в энергетическом отношении представлено на рис. 20. Одновременно из рис. 20 видно, что обнаружение компоненты  $C_1$  при  $Z \leq 30$  затрудняется тем, что она с уменьшением  $Z$  все больше перекрывается с очень интенсивным характеристическим  $KX$ -излучением отдельных атомов. Отношение интегральных интенсивностей двух компонент  $C_1$  и  $C_2$  тоже говорит в пользу предложенной интерпретации.

Действительно, если вакансии в  $1s\sigma$ -состоянии квазимолекулы образуются главным образом рассмотренным выше двухступенчатым процессом, то в первичных столкновениях вакансии внешних состояний переходят путем  $2p\pi - 2p\sigma$ -связи в  $2p\sigma$ -состояние квазимолекулы и могут вызывать радиационные переходы, относящиеся к компоненте  $C_1$ . В отличие от этого, компонента  $C_2$  может возникать при механизме образования вакансий в  $1s\sigma$ -состоянии квазимолекулы только во вторичных столкновениях. Оценка относительных интегральных интенсивностей компонент  $C_1$  и  $C_2$  [30, 51] на основе этого предположения о механизме обра

зования вакансий дает  $Y(C_1)/Y(C_2) \approx 10^2 \div 10^3$ , что качественно согласуется с экспериментальными результатами. Экспериментальные значения абсолютных выходов квазимолекулярных компонент  $C_1$  и  $C_2$  для различных систем  $Z_1(E_1) + Z_2$  приведены в табл. 1.

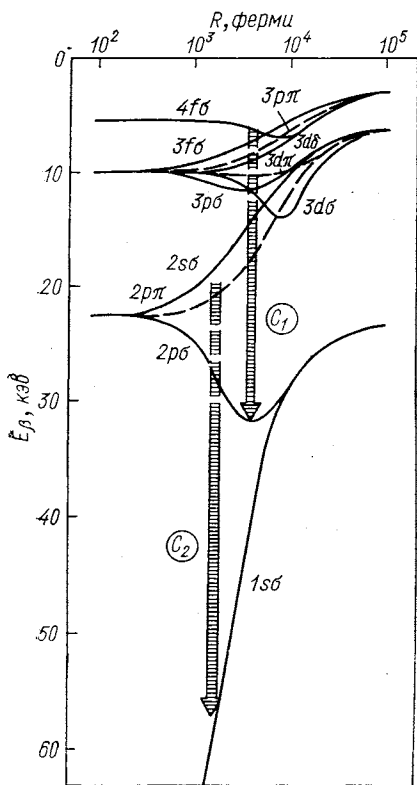
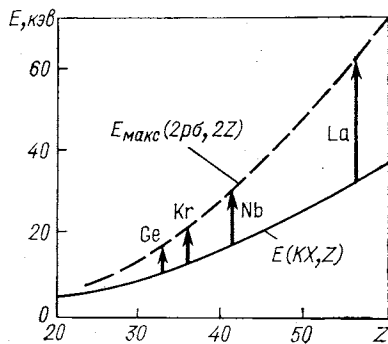


Рис. 19. Зависимость энергии уровней квазимолекулы (Nb + Nb) от расстояния  $R$  между рассеивающимися ядрами по нерелятивистскому расчету [52]

Рис. 20. Зависимость максимальной энергии связи электронов в  $2p\sigma$ -состоянии квазимолекулы от атомного номера сталкивающихся ионов ( $Z_1 = Z_2 = Z$ ):

сплошная линия — верхняя граница энергии характеристического  $KX$ -излучения; стрелками показана экспериментальная энергетическая протяженность континуума  $C_1$  при столкновениях Ge + Ge, Kr + Kr, Nb + Nb и La + La [30]



В нее включены все до сих пор выполненные эксперименты, в которых однозначно наблюдалась двухкомпонентная структура спектров квазимолекулярного  $KX$ -излучения и были определены абсолютные выходы компонент  $C_1$ .

Для экспериментального доказательства квазимолекулярного происхождения обеих компонент  $C_1$  и  $C_2$  Франк и др. [48] определяли для рассматриваемой системы (Nb + Nb) скорость источника этого излучения по доплеровскому сдвигу энергий рентгеновских квантов. Схема этого эксперимента показана на рис. 21 [47]. Энергии рентгеновских квантов, которые испускаются при столкновениях тяжелых ионов, будут иметь в зависимости от угла

Таблица 1

Абсолютные выходы излучения  $Y_K(Z_1)$ ,  $Y_K(Z_2)$  и интенсивность квазимолекулярных компонент для различных систем сталкивающихся тяжелых ионов

$Z_1 Mэв + Z_2$	Мишень, мг/см <sup>2</sup>	Абсолютный выход рентгеновского излучения, квант/ион			
		$Y_K(Z_1)$	$Y_K(Z_2)$	$Y_{C_1}$	$Y_{C_2}$
Ni (39 Мэв) + Ni	1000	1,8 (-2)	—	1,6 (-5)	2,0 (-7)
Ge (54 Мэв) + Ge	500	3,6 (-2)	—	4,3 (-5)	6,3 (-7)
Kr (43 Мэв) + Kr	185	2,0 (-5)	—	6,0 (-8)	5,0 (-11)
Nb (47 Мэв) + Kr	185	5,4 (-7)	2,3 (-5)	1,9 (-7)	< 6 (-12)
Kr (43 Мэв) + Nb	200	1,9 (-4)	2,8 (-6)	1,4 (-6)	9,0 (-10)
Nb (67 Мэв) + Nb	200	2,0 (-4)	—	9,7 (-7)	3,5 (-9)
La (115 Мэв) + La	≥ 10 <sup>4</sup>	9,6 (-6)	—	3,7 (-6)	4,0 (-10)

наблюдения и скорости излучающей системы различное доплеровское смещение. Под углом  $\theta = \pm 90^\circ$  по отношению к направлению движения излучающей системы это смещение равно нулю. При

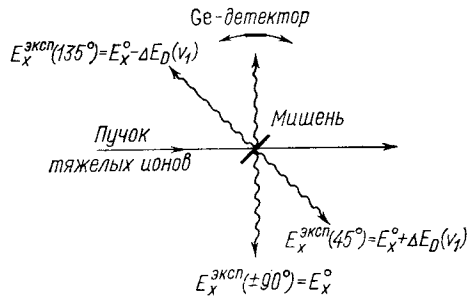


Рис. 21. Принципиальная схема эксперимента для определения скорости системы, испускающей квазимолекулярное КХ-излучение, по доплеровскому смещению энергии рентгеновских квантов

регистрации рентгеновских квантов под углами 45 и 135° доплеровское смещение имеет противоположный знак, а абсолютное значение его определяется скоростью  $v_1$  излучающей системы. Если теперь измерять рентгеновские спектры под этими углами и рассматривать их отношение  $R(E_x) = N(E_x)_{\theta_1} / N(E_x)_{\theta_2}$ , то в случае  $\theta = \pm 90^\circ$  должно быть  $R(E_x) = 1$ , а при  $\theta = 45$  и  $135^\circ$   $R(E_x) = 1$  должно быть только в том случае, если учитывается доплеровское смещение спектров с соответствующим правильным значением  $v_1$ . Результаты эксперимента представлены на рис. 22. Оказывается, что в пределах экспериментальных погрешностей  $R(E_x) = 1$  во всем интервале энергий компонент  $C_1$  и  $C_2$  только тогда, когда коррекция спектров на доплеровское смещение производится со средней скоростью квазимолекулы  $\bar{v}_s = (1/2) \times$

$\times (\pi/4) v_\infty$ . Отсюда следует, что действительно обе компоненты  $C_1$  и  $C_2$  излучаются квазимолекулой (Nb + Nb).

В экспериментах с ионами Kr и Nb [53] было проверено предположение о двухступенчатом процессе образования  $1s\sigma$ -вакансий

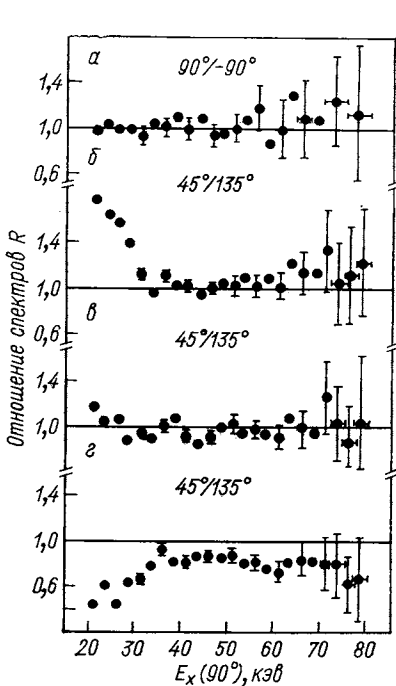


Рис. 22. Отношения нормированных спектров квазимолекулярного  $KX$ -излучения, измеренные при столкновениях Nb ( $76 Mэв$ ) + Nb под разными углами [48]:

$a$  и  $б$  — без коррекции спектров на доплеровское смещение;  $в$  и  $г$  — после коррекции спектров на доплеровское смещение в предположении, что скорость источника излучения равна скорости квазимолекулы  $v_2$  или скорости налетающего иона  $v_\infty = v_1$

в квазимолекулах при условиях  $Z_1 \approx Z_2 \approx 40$  и  $E_1 \approx 0,5 Mэв/нуклон$ . Для этого исследовались столкновения Kr ( $43 Mэв$ ) + Nb и Nb ( $47 Mэв$ ) + Kr, которые в системе центра масс практически идентичны. Однако во втором случае мишенью является газ, что исключает образование  $1s\sigma$ -вакансий квазимолекул во вторичных столкновениях. Результаты эксперимента показаны на рис. 23. Оказывается, что относительно компоненты  $C_1$  оба спектра идентичны, а компонента  $C_2$  возбуждается только в случае твердотельной мишени, т. е. при большой вероятности вторичных столкновений. Таким образом, предположение о двухступенчатом характере образования  $1s\sigma$ -вакансий является вполне обоснованным и приведенная выше интерпретация двухкомпонентной структуры спектра квазимолекулярного  $KX$ -излучения подтверждается.

Расчет спектрального распределения  $KX$ -излучения квазимолекул. Хайниг и др. [54] провели расчет спектрального распределения квазимолекулярного  $KX$ -излучения для таких тяжелых систем, как Ni + Ni, Ge + Ge и Nb + Nb. Он основан на

динамической теории образования промежуточных квазимолекулярных состояний при столкновениях тяжелых ионов, которая была развита Мэцеком и Бриггсом [55] при рассмотрении квазимолекулярных  $KX$ -спектров в столкновениях более легких ионов. В отличие от этой работы, Хайниг и др. [54] дополнительно учитывали возможность радиационных переходов в  $2p\sigma$ -состояние квазимолекул, т. е. компоненты  $C_1$  квазимолекулярного спектра, и интер-

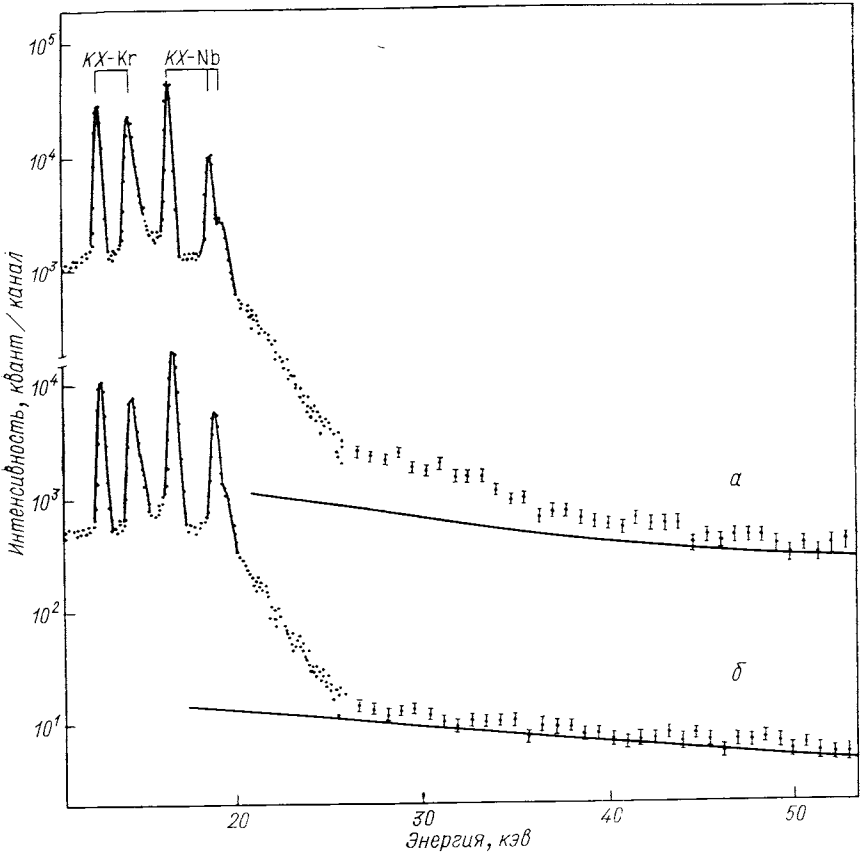


Рис. 23. Экспериментальные спектры квазимолекулярного КХ-излучения, измеренные при столкновениях Кг (43 Мэв) + Nb (а) и Nb (47 Мэв) + Кг (б): сплошные линии — суммарный эффект фоновых процессов

ференцию между квазимолекулярными  $2p\sigma$ - и атомными  $1s$ -переходами в первичных столкновениях. Подробное описание динамической теории квазимолекулярного излучения [дано Смитом и др. [56]. В дипольном приближении спектр квазимолекулярного излучения, т. е. спектральный выход рентгеновских квантов на одну вакансию, определяется выражением [54, 55]:

$$I_i(\omega) = \frac{4e^2\omega}{3c^3\hbar} \sum_f |D_{fi}^c(\omega)|^2,$$

$$D_{fi}^c(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \int_0^\infty D_{fi}(R(t)) \exp \left[ i\omega t - i \int_0^t \overline{\omega_{fi}}(R(t')) dt' - \frac{\Gamma}{2} t \right] dt,$$



где

$$\begin{aligned} \hbar\bar{\omega}_{fi}(R(t)) &= E_i(R) - E_f(R); \\ D_{fi}(t) &= \langle f | \mathbf{v} | i \rangle = -i\bar{\omega}_{fi}(t) \langle f | \mathbf{r} | i \rangle \end{aligned}$$

дипольные матричные элементы;  $E_i(R)$  — энергия начального состояния квазимолекулы, которое является вакантным и имеет полную распадную ширину  $\Gamma$ .

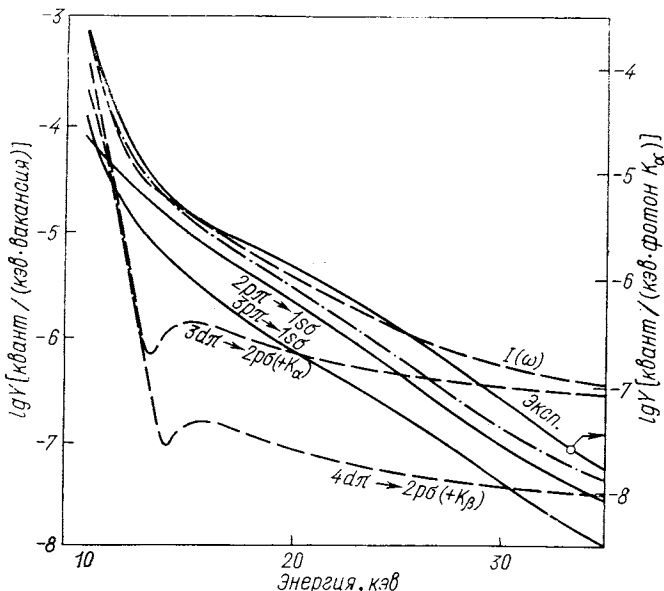


Рис. 24. Сравнение экспериментального спектра квазимолекулярного КХ-излучения, измеренного при столкновениях Ni (39 Мэв) + Ni, с теоретическим спектральным распределением  $I(\omega)$  [54]:

сплошная кривая — эксперимент; штриховая — рассчитанные компоненты теоретического спектра; штрих-пунктирная — распределение  $I(\omega)$

В работе [54] рассчитывались спектры квазимолекулярного КХ-излучения по этой формуле с предположением, что вакансии  $2p\sigma$ - и  $1s\sigma$ -состояний образуются в описанном двухступенчатом процессе. Не касаясь деталей расчета, приведем некоторые их результаты. Результаты расчета  $I(\omega)$  для столкновений Ni (39 Мэв) + Ni приведены на рис. 24 и дано сравнение их с экспериментальным спектром. В области энергий  $E_x = 10 \div 25$  кэв наблюдается хорошее согласие результатов расчета с экспериментом даже по абсолютным значениям  $I(\omega)$ . Отклонение теоретической кривой  $I(\omega)$  от экспериментального спектра при энергиях  $E_x > 25$  кэв вызвано большим вкладом динамических «хвостов»

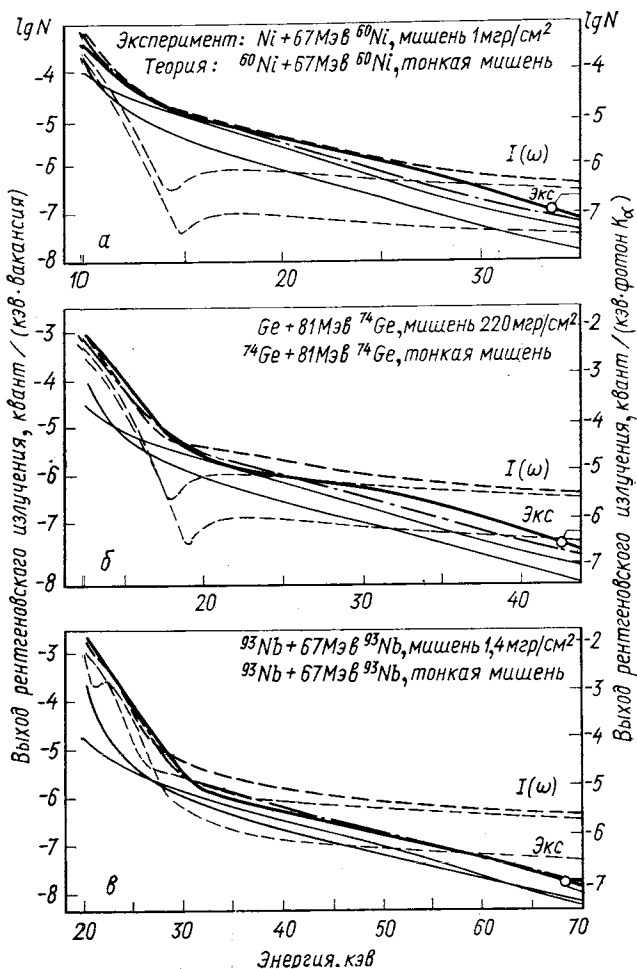


Рис. 25. Количественное сравнение экспериментальных спектров квазимолекулярного КХ-излучения, измеренных при столкновениях Ni + Ni, Ge + Ge, Nb + Nb на толстых мишенях, с теоретическими спектральными распределениями  $I(\omega)$  [54]:

сплошные кривые — эксперимент; штриховые — рассчитанные компоненты теоретического спектра (см. рис. 24)

характеристических атомных линий  $K_\alpha$  и  $K_\beta$ , которые приводят к повышенным значениям матричных элементов переходов  $3d\pi$  —  $2p\sigma$  ( $+ K_\alpha$ ) и  $4d\pi$  —  $2p\sigma$  ( $+ K_\beta$ ). Если, например, не учитывать их, то для  $I(\omega)$  получается распределение, которое на рис. 24 обозначено штрих-пунктиром. В работе [57] показано, что при

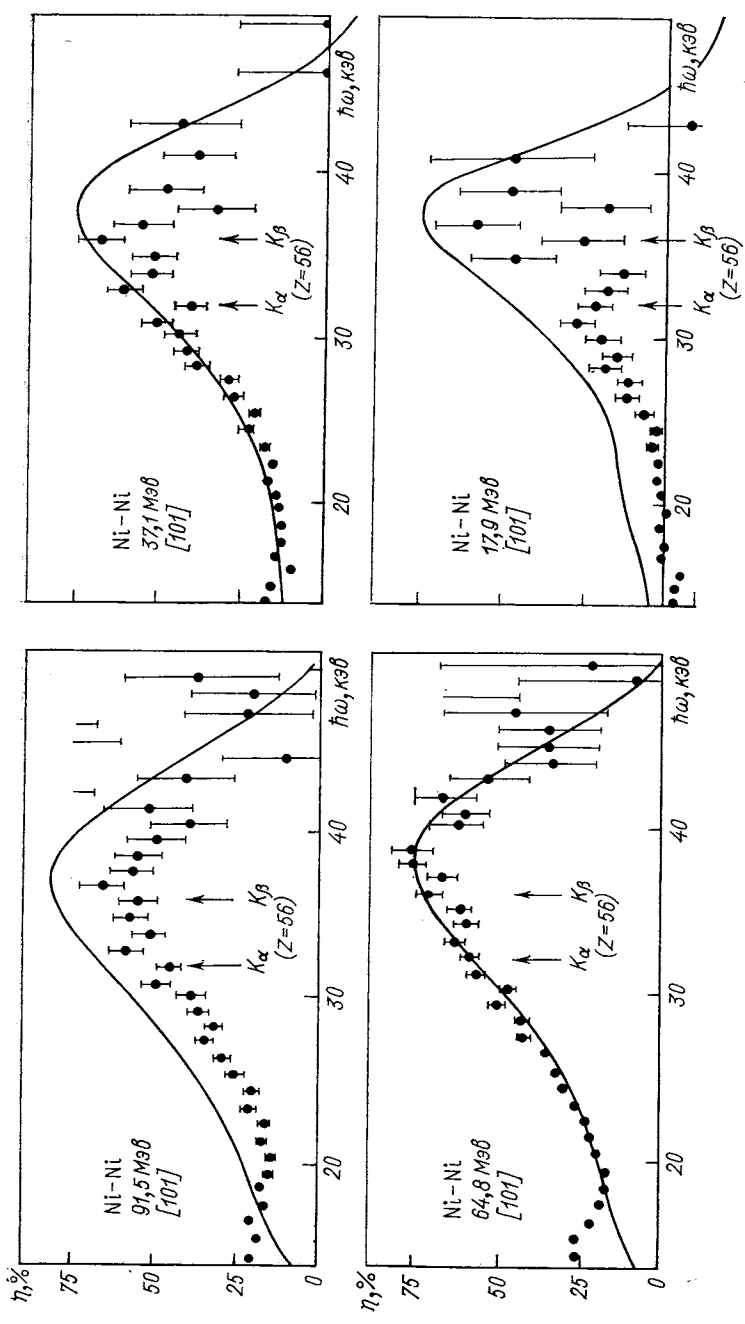
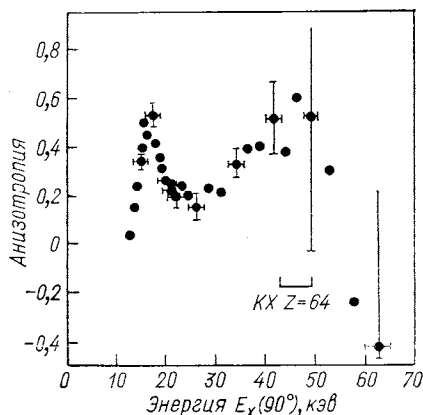


Рис. 26. Зависимость анизотропии  $\eta = [I(90^\circ)/I(0^\circ)]$  — 1 квазиномолекулярного КХ-излучения, измеренная в столбчатых новениях Ni + Ni при различных энергиях ионов, от энергии рентгеновских квантов

более точном учете временных корреляций между образованием и заполнением вакансий в процессе столкновения вклад характеристических линий  $K_{\alpha}$  и  $K_{\beta}$  действительно значительно уменьшается и согласие с экспериментом получается во всем интервале энергий  $E_x$ . Хорошее согласие теории с экспериментом показывает еще раз, что использованные в расчетах предположения о физическом происхождении двухкомпонентной структуры спектров квазимолекулярного  $KX$ -излучения и о двухступенчатом процессе образования вакансий являются правильными. Результаты расчетов для других систем приведены на рис. 25. Сравнение с экспериментами здесь носит качественный характер, так как эксперименты были проведены с помощью толстых мишеней. Обозначения на рис. 25 такие же, как на рис. 24, а выводы аналогичные.

**Угловая анизотропия квазимолекулярного  $KX$ -излучения.** Динамика процесса столкновения тяжелых ионов приводит к анизотропии углового распределения квазимолекулярного излучения, зависящей от энергии рентгеновских квантов. Этот эффект был предсказан Мюллером и др. [58], которые учитывали ротационное движение системы ядер при столкновении и кориолисово взаимодействие его с векторным потенциалом поля излучения. При этом дополнительно к спонтанным переходам между квазимолекулярными состояниями возникают «индуцированные» пере-

Рис. 27. Зависимость анизотропии квазимолекулярного  $KX$ -излучения, измеренной при столкновениях  $Ni(67 \text{ Мэв}) + Ni [50]$ , от энергии рентгеновских квантов



ходы, которые в отличие от первых приводят к анизотропии испускаемых квантов. Относительный вклад индуцированных переходов в квазимолекулярные спектры ожидается наибольшим при малых расстояниях между рассеивающимися ядрами и достигает при этом 10—20%. При достаточно большой энергии налетающих ионов наблюдаемая анизотропия квазимолекулярного спектра имеет максимальное значение в области характеристической  $KX$ -энергии квазиатома с двойным ядерным зарядом. Поэтому

в работе [4] было предложено использовать эффект анизотропии для спектроскопического исследования электронных уровней сверхтяжелых квазиатомов. Первые экспериментальные результаты по анизотропии квазимолекулярного излучения были получены в работах [36, 59]. Дальнейшие эксперименты проводились авторами работ [60, 61] и нашей группой в Дубне.

Результаты исследования анизотропии  $\eta(E_x) = [I(90^\circ)/I(0^\circ)] - 1$  квазимолекулярного КХ-излучения при столкновении Ni + Ni при разных энергиях ионов [62] приведены на рис. 26. Экспериментальные результаты наших исследований [30, 48, 50] квазимолекул Ni + Ni, Ge + Ge и Nb + Nb даны на рис. 27—29 соответственно. Обратим внимание на то, что для определения действительного значения анизотропии из экспериментальных спектров необходимо провести коррекцию спектров, измеренных под углом  $\theta = 0^\circ$  на доплеровское смещение энергии рентгеновских квантов. Общий вывод из всех представленных результатов состоит в следующем. Действительно во всех случаях наблюдается,

что анизотропия  $\eta(E_x)$  достигает максимального значения при энергиях характеристических КХ-энергий квазиатомов с двойным

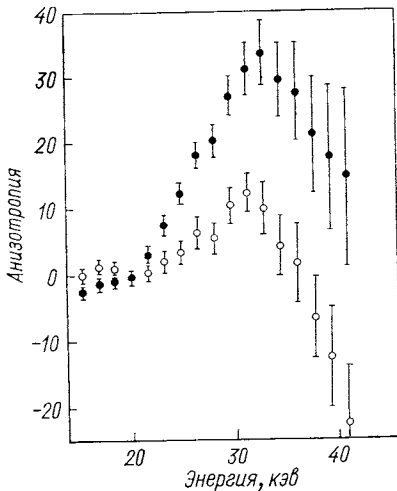


Рис. 28. Зависимость анизотропии  $\eta = [I(90^\circ)/I(0^\circ)] - 1$  квазимолекулярного КХ-излучения, измеренной при столкновениях Ge (54 Мэв) + Ge, от энергии рентгеновских квантов с учетом доплеровского смещения при измерении под углом  $0^\circ$  [30]

○ — без, ● — после коррекции спектра на доплеровское смещение энергии квантов при измерении под углом  $0^\circ$

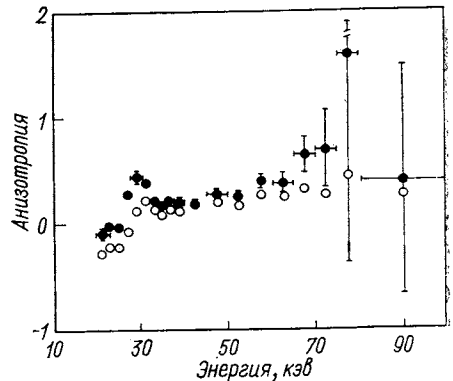


Рис. 29. Зависимость анизотропии квазимолекулярного КХ-излучения, измеренной при столкновениях Nb (67 Мэв) + Nb, от энергии рентгеновских квантов [48]:

○ — без, ● — после коррекции спектра на доплеровское смещение энергии квантов при измерении под углом  $0^\circ$

ядерным зарядом, т. е. при максимальной энергии связи  $150$

электронов в квазимолекуле. Более того, в экспериментах с ионами Ge и Nb оказалось, что  $\eta(E_x)$  имеет явно выраженный второй максимум при энергии  $E_x$ , которая соответствует как раз максимальной энергии связи  $2p\sigma$  электронов на средних расстояниях  $R$  между ядрами квазимолекулы. Максимальные значения  $\eta(E_x)$  составляют примерно 50%, и их нельзя объяснить в рамках простой теории индуцированных переходов [58].

Анализ приведенных на рис. 26 экспериментальных результатов в рамках более совершенной динамической теории [62], особенно зависимости  $\eta(E_x)$  от энергии ионов  $E_1$ , привел к следующим заключениям. Обычные спонтанные переходы в квазимолекулах из-за взаимодействия электронных состояний с ротационным движением системы двух ядер также приводят к анизотропии углового распределения квазимолекулярных спектров, абсолютное значение и зависимость от  $E_x$  которой сильно зависят от распределения электронов и вакансий по участвующим в радиационных переходах состояниям. Сплошные кривые на рис. 26 представляют собой рассчитанные кривые  $\eta(E_x)$ , полученные, например, с условным предположением, что из трех квазимолекулярных  $2p$ -состояний [ $2p_{3/2}\pi$ ,  $2p_{3/2}\sigma$ ,  $2p_{1/2}\sigma$ ] только  $2p_{3/2}\pi$ - и  $2p_{1/2}\sigma$ -состояния дают вклад в спектр квазимолекулярного  $KX$ -излучения. Дополнительно учитывалось в этих расчетах сильное нарушение адиабатичности движения электронов по отношению к вращению (slippage) при малых значениях расстояния  $R$  между ядрами [63]. Это приводит к спаду кривой  $\eta(E_x)$  при энергиях выше, чем  $1s$ -энергия объединенного квазиатома. В целом можно сказать, что теория анизотропии квазимолекулярного излучения еще не полностью ясна и требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

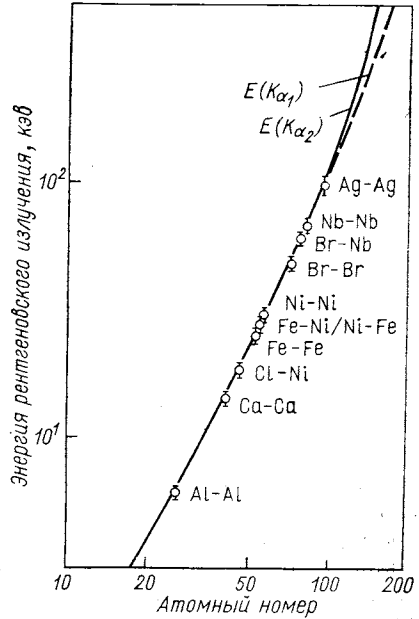


Рис. 30. Зависимость энергии рентгеновского излучения, при котором угловая анизотропия квазимолекулярного  $KX$ -излучения имеет максимальное значение, от суммарного заряда  $Z = Z_1 + Z_2$  ядер сталкивающихся ионов.

Данные взяты из экспериментов, выполненных с ионами от Al до Ag. Кривые показывают ход энергии характеристического  $K\alpha$ -излучения элементов с атомным номером  $Z$  [61]

Теоретические расчеты  $\eta(E_x)$  с учетом  $2p\sigma$ -компоненты квази-молекулярного излучения до сих пор не проводились и являются при данном состоянии развития теории сложными. Однако эти исследования представляют большой интерес в связи с вопросом, в какой степени эксперименты по изучению анизотропии квази-молекулярных спектров могут быть методом для спектроскопии сверхтяжелых квазиатомов. Имеющиеся экспериментальные данные дают основу для некоторого оптимизма в этом вопросе. На рис. 30 приведена зависимость энергий  $E_x$ , при которых анизотропия  $\eta(E_x)$  квази-молекулярного  $KX$ -излучения для различных систем  $Z_1 + Z_2$  принимает максимальные значения, от атомного номера квазиатома с эффективным атомным номером  $Z = Z_1 + Z_2$  [61]. Все экспериментальные точки ложатся на кривой, которая соответствует энергиям характеристического  $K_\alpha$ -излучения атомов с зарядом ядра  $Z$ . Экспериментов по определению  $\eta(E_x)$  для квази-молекулярного  $KX$ -излучения сверхтяжелых квази-молекул до сих пор не проводилось. Они связаны с большими экспериментальными трудностями, потому что из-за сильного спада сечения образования  $K$ -вакансий при больших  $Z$  отношение эффекта к фоновым компонентам сильно ухудшается.

В экспериментах Гринберга и др. [36] и Воельфли и др. [61] были обнаружены осцилляции в спектрах и в зависимостях анизотропии спектров  $\eta = \eta(E_x)$  от энергии квази-молекулярного  $KX$ -излучения. Эти осцилляции широко обсуждаются в теоретических работах [28, 55, 65]. Появление осцилляций в квази-молекулярных спектрах возможно, потому что амплитуды квази-молекулярных переходов представляют собой когерентное наложение всех переходов вдоль классической траектории рассеивающегося иона. Это может привести к интерференции рентгеновских переходов, которые возникают при сближении и расхождении рассеивающихся ядер. В работах [28, 65] рассматривается появление интерференционных эффектов и соответствующих осцилляций в спектрах при внезапных изменениях волновых функций квази-молекулярных состояний на определенных расстояниях  $R$  между ядрами (sudden rearrangement). В этом рассмотрении частоты осцилляции определяются значениями  $R$ , при которых происходит сильная перестройка электронных оболочек в процессе столкновения, а амплитуды их некоторой шириной действия возмущения  $\gamma$ .

Теоретические предсказания относительно эффекта осцилляций в анизотропии  $\eta(E_x)$  квази-молекулярного  $KX$ -излучения системы  $Ni(40 \text{ Мэв}) + Ni$  [28] приведены на рис. 31. С точки зрения эксперимента вопрос появления осцилляций в квази-молекулярных спектрах остается еще не решенным. Экспериментальные результаты Гринберга и др. [66] не нашли подтверждения в последующих контрольных экспериментах. Кроме того, оказалось, что

наблюдавшиеся в работе [61] осцилляции в анизотропии квазимолекулярного  $KX$ -излучения с приведенной там амплитудой в наших экспериментах с ионами  $Cu$  и  $Ni$  не появляются. Более перспективными были бы для выяснения этого вопроса эксперименты с выделением определенного параметра столкновения путем

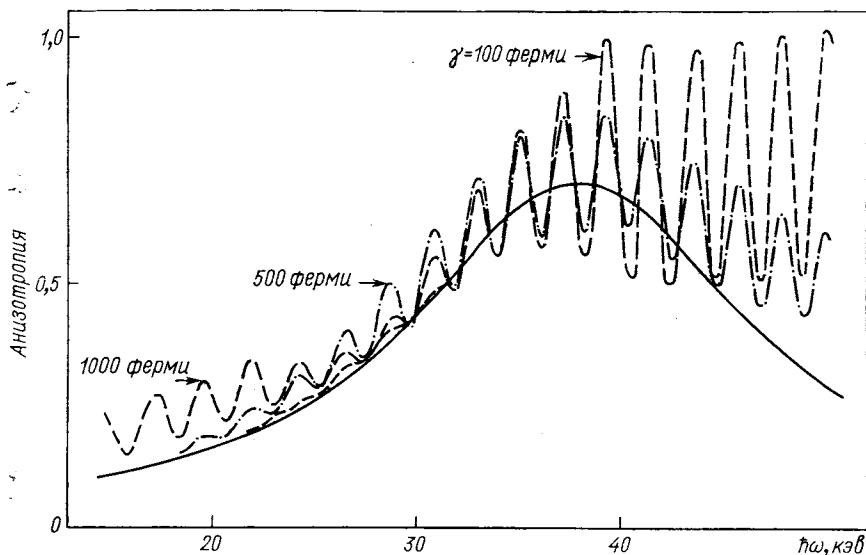


Рис. 31. Зависимость анизотропии [28] квазимолекулярного  $KX$ -излучения, рассчитанная для случая столкновений  $Ni$  ( $40 \text{ Мэв}$ ) +  $Ni$  при разных значениях параметра  $\gamma$ .

измерения квазимолекулярных спектров при совпадениях с рассеянными ионами. Однако эксперименты такого типа очень сложны [64] из-за относительно малого выхода квазимолекулярного  $KX$ -излучения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За пять лет, прошедших со времени наблюдения первого спектра квазимолекулярного рентгеновского излучения, накоплен уже значительный материал об этом явлении. Изучались свойства различных компонент квазимолекулярного излучения, в частности обнаружена и выяснена двухкомпонентная структура спектров квазимолекулярного  $KX$ -излучения. Получены новые результаты о механизме образования вакансий во внутренних атомных оболочках при столкновениях тяжелых ионов. Развиты теоретические подходы для описания сложного процесса столкновения двух тяжелых ионов. Однако многие вопросы, такие, как



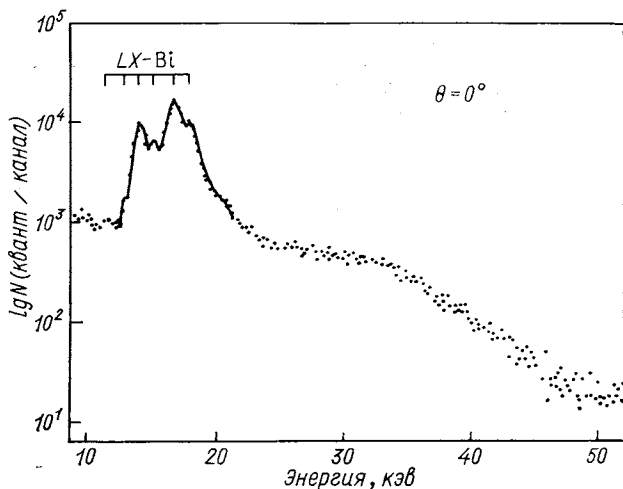


Рис. 32. Спектр характеристического LX-излучения и квазимолекулярного излучения, измеренные при столкновениях Bi (172 Мэв) + Bi под углом  $0^\circ$

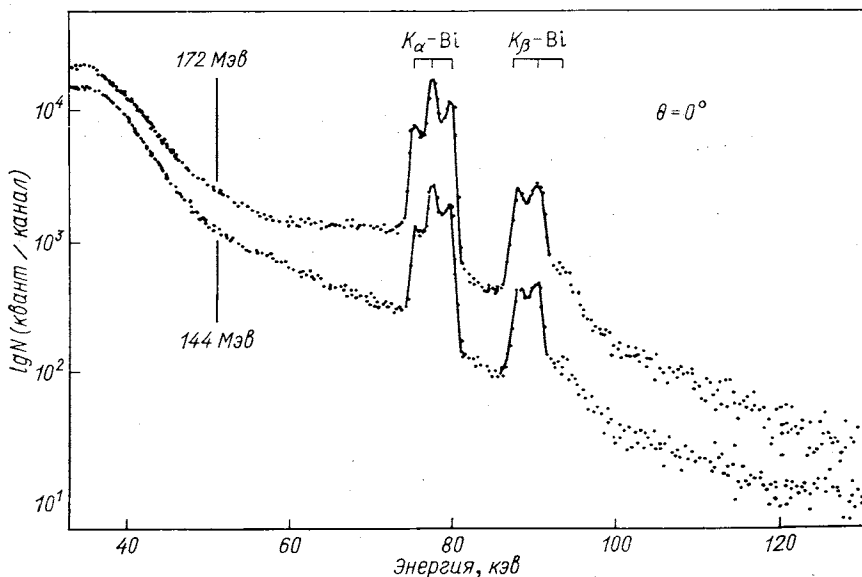


Рис. 33. Спектры характеристического KX-излучения Bi и квазимолекулярного KX-излучения, измеренные в столкновениях Bi + Bi при энергиях ионов 144 и 172 Мэв под углом  $0^\circ$  [30]

угловые распределения квазимолекулярных спектров или зависимость спектрального распределения квазимолекулярного излучения от параметра столкновения ионов, далеко не решены или еще полностью открыты. При критическом анализе имеющегося материала мы ограничивались главным образом рассмотрением высокоэнергетических компонент квазимолекулярного излучения, которые представляют наибольший интерес для будущих исследований сверхтяжелых квазимолекул. Первые эксперименты в этом направлении начаты с ионами  $Bi$  в Дубне. Полученные первые спектры приведены на рис. 32 и 33. Сечения ионизации  $K$ -оболочек оказались здесь небольшими и являются, скорее всего, пессимистическими относительно экспериментального обнаружения эффекта спонтанного рождения позитронов в столкновениях  $U + U$ . Однако ответ на этот вопрос скоро будет получен из экспериментов, которые уже начаты на новом ускорителе тяжелых ионов УНИЛАК в Дармштадте. Но независимо от успеха или неудачи этого конкретного эксперимента дальнейшее изучение квазимолекул и квазимолекулярного излучения остается интересной областью исследований и на ближайшие годы. Они расширят и обогатят исследования по физике внутренних атомных оболочек и смогут принести еще немало интересных открытий и применений, например при решении проблемы индуцированного излучения в области рентгеновского излучения [67]. Многие ускорители заряженных частиц, которые раньше служили исключительно ядерной физике, являются прекрасным инструментом для исследований в этом направлении.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fano U., Lichten W. «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 14, p. 627; Barat M., Lichten W. «Phys. Rev. A», 1972, v. 6, p. 211; Lichten W. The Quasi-Molecular Model of Atomic Collisions. In: Atomic Physics 4, Ed. G. zu Putlitz. N. Y., 1975.
2. Hund F. «Z. Phys.», 1927, Bd 40, S. 742; Mullikan R. «Phys. Rev.», 1928, v. 32, p. 186.
3. Saris F. W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 28, p. 717.
4. Smith R. K. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 554; Müller B. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 53, p. 401.
5. Rafelski J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 958.
6. Попов В. С. «ЖЭТФ», 1971, т. 60, с. 1228.
7. Оганесян Ю. Ц. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 306; Oganesy-an Yu. Z. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 273, p. 505.
8. Флеров Г. Н. и др. «УФН», 1970, т. 100, с. 45.
9. Зельдович Я. Б., Попов В. С. «УФН», 1971, т. 105, с. 403.
10. Rafelski J., Klein A. Proc. Intern. Conf. Reactions between Complex Nuclei. Nashville, 1974. V. 2. Amsterdam—London—New York, 1974, p. 397; Reinhard J., Greiner W. Quantum Electrodynamics of Strong Fields. Preprint. Univ. Frankfurt, 1976. Submitted to Rep. Progr. of Physics, 1977.
11. Pomeranchuk I., Smorodinsky Ya. «J. Phys. USSR», 1945, v. 9, p. 97; Voronkov V. V., Kolesnikov N. N. «Sov. Phys. JETP», 1961, v. 12, p. 136.
12. Pieper W., Greiner W. «Z. Phys.», 1969, Bd 218, S. 327.

13. Müller B. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 28, p. 1235.
14. Попов В. С. «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 429; «Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 11, с. 254.
15. Müller B. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 47, p. 5; Müller B., Greiner W. «Z. Naturforsch. A», 1976, Bd 31, S. 1.
16. Smith R. K. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 554.
17. Маринов М. С., Попов В. С. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 1223.
18. Oberacker V. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1024; «Nucl. Phys. A», 1976, v. 259, p. 324.]
19. Rafelski J., Müller B. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 517.
20. Merzbacher E. Handbuch der Physik. Bd 34. Berlin, Springer Verlag, 1958, p. 166.
21. Briggs J. S., Macek J. H. «J. Phys. B», 1972, v. 5, p. 579.
22. Fastrup B. e.a. «J. Phys. B», 1974, v. 7, p. L206.
23. Gippner P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 245, p. 336.
24. Meyerhof W. E. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1341.
25. Briggs J. S., Macek J. H. «J. Phys. B», 1973, v. 6, p. 982.
26. Meyerhof W. E. «Comm. Atom. Mol. Phys.», 1975, v. 5, No. 2, p. 33; Meyerhof W. E. e.a. «Phys. Rev. A», 1976, v. 14, p. 1653.]
27. Meyerhof W. E. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1974, v. 19, p. 663.
28. Betz W. e.a. Proc. of the Second Intern. Conf. on Inner Shell Ionization Phenomena. V. 2. Invited Papers. Freiburg, 1976, p. 79.
29. Armbruster P. e.a. «Physica Scripta A», 1974, v. 10, p. 175.
30. Kaun K. H. Preprint JINR, E7-10229, 1976; Proc. XI Intern. School on Nuclear Physics. Lecture Note. Predeal, 1976.]
31. Meyerhof W. E. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 1279.
32. Mokler P. H. e.a. «Phys. Lett.», 1972, v. 29, p. 827.]
33. Mokler P. H. e.a. Proc. IX ICPEAC, Seattle, 1975. Univ. Washington Press, Seattle 1976, p. 501; Kraft G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 476; Folkmann F. e.a. «Z. Phys. A», 1976, Bd 276, S. 15.
34. Meyerhof W. E. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 1279; «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 502.
35. Gippner P. e.a. Preprint JINR E7-7636, 1973; «Nucl. Phys. A», 1974, v. 230, p. 509.
36. Greenberg J. S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 473.
37. Gippner P. e.a. Proc. Intern. Conf. Reactions between Complex Nuclei. Nashville, June 1974. Preprint JINR E7-8006, 1974; «Phys. Lett. B», 1974, v. 52, p. 183.
38. Frank W. e.a. Preprint JINR E7-9029, 1975; «Phys. Lett. B», 1975, v. 59, p. 41.
39. Kaun K. H. e.a. Preprint JINR E7-9629, 1976; Proc. II Intern. Conf. Inner Shell Ionization Phenomena. V. 2. Invited Papers. Freiburg, 1976, p. 68.
40. Folkmann F. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 116, p. 487; Folkman F. J. «Phys. E: Sci. Instrum», 1975, v. 8, p. 429.
41. Madison D. H., Merzbacher E. Atomic Inner-Shell Processes. Ed. B. Crasemann. N. Y., Academic Press, 1975, p. 2.
42. Gippner P. Communication JINR E7-8843, 1975.]
43. Garcia J. D. «Phys. Rev.», 1969, v. 117, p. 223; «Phys. Rev. A», 1970, v. 1, p. 280.
44. Alder K. e.a. «Rev. Mod. Phys.», 1956, v. 28, p. 432.
45. Kienle P. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1099.
46. Betz H. D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 1256.
47. Meyerhof W. E. e.a. «Phys. Rev. A», 1957, v. 12, p. 2641.
48. Frank W. e.a. Preprint JINR, E7-9861, 1976; «Z. Phys. A», 1976, Bd 279, S. 213.
49. Saris F. W., Hoogkamer Th. P. Proc. FICAP. Berkeley, July 1976. Ed. R. Marrus e.a. Plenum Press, 1976; Meyerhof W. E. e.a. Proc. FICAP. Book of Abstracts, 1976. Ed. R. Marrus e.a., p. 56.

50. Frank W. e.a. Communication JINR E7-9065, 1975; Preprint JINR E7-9427, 1975; «Z. Phys. A», 1976, Bd 277, S. 333.
51. Heinig K. H. e.a. «Phys. Lett. B», 1976, v. 60, p. 249.
52. Трускова Н. Ф. Сообщение ОИЯИ P11-10207, 1976.
53. Manfräß P. e.a. Preprint JINR E7-10615, 1977.
54. Heinig K. H. e.a. Preprint JINR, E7-9862, 1976; «J. Phys. E», 1977, v. 10, p. 1324.
55. Macek J. H., Briggs J. S. «J. Phys. B», 1974, v. 7, p. 1312.
56. Smith R. K. e.a. «J. Phys. B», 1975, v. 8, p. 75.
57. Heinig K. H. e.a. Preprint ZfK Rossendorf, 1976; submitted to «J. Phys. B», 1977.
58. Müller B. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 49, p. 219; «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 469.
59. Kraft G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 476; Folkmann F. e.a. «Z. Phys. A», 1976, Bd 276, S. 15.
60. Thoe R. S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 64.
61. Wölfli W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 309; Wölfli W. XI Intern. School on Nuclear Physics. Lecture Note. Predeal, 1976.
62. Betz H. D. e.a. Abstracts IX ICPEAC. Seattle, 1975. Vol. 2. Univ. Washington Press, 1975; Greiner W. Energy and Physics. Proc. of the Third General Conf. on the European Phys. Soc. Bucharest, 1975.
63. Gros M. e.a. Electron Slip Influence on Quasimolecular X-Rays in Heavy-Ion Collisions. Preprint Univ. Frankfurt, 1976.
64. Tserruya I. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1451.
65. Smith R. K. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 117.
66. Truskova N. F. e. a. Preprint JINR E7-9946, 1976.
67. Scully M. O. e.a. «Optics Comm.», 1973, v. 9, p. 246; Seeley J. F. e.a. Abstracts IX. Intern. Conf. Quantum Electronics. Amsterdam, 1976, p. 99.