

токе, которую можно получить путем анализа структуры ударного слоя (механизм взаимодействия модели и потока, геометрия фронта ударной волны, толщина пограничного слоя, плотность вокруг модели, отход ударной волны от тела и т. д.). При реализации метода исследуемая модель и обтекающий ее поток газа располагаются между зеркалами эталона Фабри—Перо, освещаемого коллимированным пучком света от точечного монохроматического источника света (ртутная лампа низкого давления); равномерно освещенное поле интерференции регистрируется с помощью приемной части (объектив с фокусным расстоянием 300 мм и фотоаппарат «Зенит») [2]. Полученный негатив с картиной обтекания обрабатывается фотометрическим способом с учетом осесимметричного распределения плотности.

На рис. 1 приведено распределение плотности в ударной волне вдоль линии торможения в окрестности передней критической точки. Для условий эксперимента толщина ударной волны имеет конечное значение ($\sim 0,8$ мм), приблизительно равное четырем длинам свободного пробега частиц набегающего потока. Кривая более полого в части, обращенной к набегающему потоку. На графике отчетливо заметна зона с постоянной плотностью за скачком; отношение плотностей в набегающем потоке и за ударной волной хорошо согласуется (в пределах 10%) с соотношениями Рэнкина—Гюгонио. Относительная величина отхода ударной волны несколько больше, чем для случая континуального течения (0,52 и 0,44 соответственно). Течение газа за ударной волной близко к континуальному, поэтому можно толщину пограничного слоя вычислять по формулам ламинарного потока для сплошной среды [3].

Впервые полученные интерферометрическим методом экспериментальные данные по структуре ударной волны в разреженном газе находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами А. В. Иванова [4], полученными с помощью метода рассеивания электронов.

Отметим в заключение, что наряду с профилем плотности метод многолучевой интерферометрии позволяет определять поля плотностей около модели и в свободном потоке, геометрию ударной волны и целый ряд других газодинамических параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ф. А., Кромский Г. И., Скоков И. В. «Изв. вузов», физика, № 5, 1963.
2. Королев Ф. А., Акимов А. И., Кромский Г. И., Скоков И. В. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 1965.
3. Авдудевский В. С., Копятевич Р. М. «Изв. АН СССР», механика и машиностроение, № 1, 1960.
4. Иванов А. В. ДАН СССР, 161, № 2, 1965.

Поступила в редакцию
16. 7 1966 г.

Кафедра
оптики

УДК 530.145 : 539.124

В. Ч. ЖУКОВСКИЙ, Ю. А. КОРОВИН, В. Р. ХАЛИЛОВ.

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПЕРЕХОДЫ СВЕЯЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРОНА ПОД ВЛИЯНИЕМ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Если внешняя электромагнитная волна линейно поляризована и распространяется под углом Θ к направлению магнитного поля \vec{H} , то вероятность вынужденного перехода из состояния с энергией E_n в состояние E_n' задается формулой

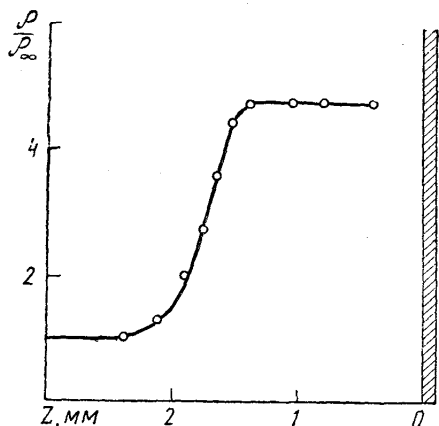


Рис. 1. Профиль ударной волны. ρ/ρ_∞ — отношение текущего значения плотности к плотности набегающего потока, z — координата по оси потока

$$d\omega_{nn'} = \frac{ce_0^2 \omega n_{\vec{\kappa}, \lambda}}{4\pi^2 \hbar E_n E_{n'}} S_{n-n', \lambda} g_{n-n'}(\omega) d\omega d\Omega,$$

где $n_{\vec{\kappa}, \lambda}$ — число фотонов с импульсом $\hbar \vec{\kappa}$;

$$g_{n-n'}(\omega) = \frac{4\tau}{1 + 4\tau^2(\omega_{nn'} - \omega)^2}, \quad \omega_{nn'} = \frac{|E_n - E_{n'}|}{\hbar},$$

τ — среднее время жизни электрона в начальном состоянии, $S_{n-n', 1} = |\bar{P}_x|^2$

$$S_{n-n', 2} = |\bar{P}_y|^2 \cos^2 \Theta, \quad \bar{P} = \int \psi_{n'}^+ e^{-i\vec{\kappa} \cdot \vec{r}} \left(-i\hbar \vec{\nabla} + \frac{e_0}{c} \vec{A} \right) \psi_n d^3x.$$

Индекс λ задает поляризацию внешней волны: $\lambda=1$ — вектор электрического поля \vec{g}_1 лежит в плоскости орбиты электрона и направлен по оси x (x — компонент), $\lambda=2$ — вектор электрического поля \vec{g}_2 , перпендикулярный к \vec{g}_1 и к $\vec{\kappa}$, т. е. почти параллелен оси z (z — компонент).

Вводя спектральную интенсивность падающей волны

$$I_{\vec{\kappa}, \lambda} = \frac{\hbar \omega^3 n_{\vec{\kappa}, \lambda}}{8\pi^3 c^2}$$

для мощности, излученной электроном на гармонике $\nu = |n - n'|$, получим выражение

$$W_\lambda(\nu) = \frac{2\pi e_0^2 c^3}{\hbar E_n} \int d\Omega \int \frac{d\omega}{\omega^2} I_{\vec{\kappa}, \lambda} \left[\frac{\omega_{n, n-\nu}}{E_{n-\nu}} S_{\nu, \lambda} g_\nu(\omega) - \frac{\omega_{n, n+\nu}}{E_{n+\nu}} S_{-\nu, \lambda} g_{-\nu}(\omega) \right], \quad (1)$$

которое может соответствовать как усилению ($W_\lambda(\nu) > 0$), так и поглощению ($W_\lambda(\nu) < 0$). Для монохроматического $I(\omega) \propto \delta(\omega - \omega_0)$ внешнего излучения [1, 2], падающего под углом $\Theta = \frac{\pi}{2}$, из (1) получается результат работы [2].

Когда внешнее излучение немонахроматично, что практически имеет место в экспериментах по наблюдению вынужденного синхротронного излучения [3, 4, 5], а охватывает узкий интервал частот $\Delta\omega$ и τ можно считать достаточно большим

$$\tau \gg 1/\Delta\omega^*, \quad g_{n-n'}(\omega)$$

переходит в δ -функцию

$$g_{n-n'}(\omega) \rightarrow 2\pi \delta(\omega - \omega_{n, n'}). \quad (2)$$

Задавая спектральную интенсивность $I_\lambda(\omega) = \int d\Omega I_{\vec{\kappa}, \lambda}$ лоренцовой кривой

$$I_\lambda(\omega) = \frac{1}{\pi \Delta\omega} \frac{I_{0, \lambda}}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2},$$

где $\Delta\omega$ — полуширина линии, а ω_0 , соответствующая максимуму интенсивности, лежит вблизи частоты $\nu\omega_c$ ($\Delta\omega < \omega_c$, $\omega_c = \frac{e_0 \hbar c}{E}$), перепишем матричные элементы

$$\bar{P}_x = -2i\hbar \sqrt{\gamma x} I'_{nn'}(x), \quad \bar{P}_y = \hbar \sqrt{\frac{\gamma}{x}} (x + n - n') I_{nn'}(x)$$

с учетом (2) и аппроксимации функций Лаггера $I_{nn'}(x)$ функциями Бесселя $J_\nu(y)$ [6]

$$I_{nn'}(x) = J_\nu(\sqrt{2x(n+n'+1)})$$

* Это условие удовлетворяется в ультрарелятивистском случае. Так, при $E = 50$ мэв и $\frac{\Delta\omega}{\omega} = 10^{-3}$ получим $\tau \Delta\omega \approx 10^3$.

$$\bar{P}_x = -i\beta \frac{E_n}{c} J'_\nu(y) \left[1 \mp \frac{v^2(1 - \beta^2 \sin^2 \Theta)^2 J_\nu(y)}{4n\beta \sin \Theta J'_\nu(y)} \mp \frac{v\beta^2 \sin^2 \Theta}{4n} \right],$$

$$\bar{P}_y = \pm \frac{E_n}{c \sin \Theta} J_\nu(y) \left[1 \mp \frac{v^2 \beta \sin \Theta (1 - \beta^2 \sin^2 \Theta) J'_\nu(y)}{4n J_\nu(y)} \right],$$

где $y = v\beta \sin \Theta$, верхний знак соответствует переходу $n \rightarrow n - v$, а нижний — переходу $n \rightarrow n + v$.

Учитывая сказанное выше, получим согласно (1), мощность излучения:

1) для x -компонента

$$W_1(v) = -\frac{8\pi e_0^2 I_0 v J_\nu'^2(y)}{\Delta \omega E_n (1 + \xi^2)} \left\{ \frac{(1 - \beta^2 \sin^2 \Theta)^2 J_\nu(y)}{\beta \sin \Theta J'_\nu(y)} - \frac{\beta^2}{v} \left(1 - \frac{3 \sin^2 \Theta}{2} \right) + \frac{\beta^2 \xi \omega_c \sin^2 \Theta}{\Delta \omega (1 + \xi^2)} \right\},$$

2) для z' -компонента

$$W_2(v) = -\frac{8\pi e_0^2 I_0 \text{ctg}^2 \Theta}{\Delta \omega E_n \beta^2} \frac{v J_\nu^2(y)}{1 + \xi^2} \left\{ \beta \sin \Theta (1 - \beta^2 \sin \Theta) \frac{J'_\nu(y)}{J_\nu(y)} - \frac{\beta^2}{v} \left(1 - \frac{\sin \Theta}{2} \right) + \frac{\xi \beta^2 \omega_c \sin^2 \Theta}{\Delta \omega (1 + \xi^2)} \right\},$$

где I_0 — интенсивность падающего излучения, $\xi = \frac{v\omega_c - \omega_0}{\Delta \omega}$.

В ультрарелятивистском приближении ($\beta^2 \sim 1$) для углов $\Theta \sim \frac{\pi}{2} \left(\sin \Theta \approx 1 - \frac{\alpha^2}{2} \right)$, $\alpha = \frac{\pi}{2} - \Theta$ будем иметь интервал гармоник, в котором может наблюдаться усиление. Действительно, для номеров гармоник ν , удовлетворяющих неравенству

$$\nu \ll (1 - \beta^2 + \alpha^2)^{-3/2},$$

имеем

$$J_\nu(y) = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)}{\pi 2^{2/3} 3^{1/3} v^{1/3}}, \quad J'_\nu(y) = \frac{\Gamma\left(\frac{2}{3}\right) 3^{1/6}}{\pi 2^{1/3} v^{2/3}},$$

а мощность оказывается равной

$$W_1(v) \approx -\frac{2^{4/3} 3^{1/3} \Gamma^2\left(\frac{2}{3}\right) e_0^2 c I_0}{\pi v^{4/3} (1 + \xi^2) E_n \Delta \omega} \left\{ 1 + \frac{v \omega_c 2\xi}{\Delta \omega (1 + \xi^2)} \right\},$$

$$W_2(v) \approx \frac{2^{2/3} \Gamma^2\left(\frac{1}{3}\right) e_0^2 c I_0 \alpha^2}{\pi 3^{1/3} v^{2/3} (1 + \xi^2) E_n \Delta \omega} \left\{ 1 - \frac{v \omega_c 2\xi}{\Delta \omega (1 + \xi^2)} \right\}.$$

Таким образом, мощность $W_{1,2}(v)$ будет положительной (усиление) при $\xi \leq 0$. Заметим, что интервал гармоник, в котором должно происходить усиление излучения

$$\nu \ll (1 - \beta^2 + \alpha^2)^{-3/2},$$

гораздо больше, чем при облучении монохроматической волной [2], поскольку там получалось $\nu \ll (1 - \beta^2 + \alpha^2)^{-3/4}$. При этом будут усиливаться как x , так и z' -компоненты излучения ($W_1 > 0$, $W_2 > 0$), в то время как в работе [2] (для z' -компонента)

в ультрарелятивистском пределе при наличии резонанса получалось только поглощение ($W_2 < 0$). Излучаемая электроном волна будет более монохроматична, чем падающее излучение, причем монохроматичность улучшается с увеличением времени жизни т.

Максимальная мощность излучения при узкой внешней линии миллиметрового диапазона $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10^{-3}$ достигается при значении $\xi = -0,58$.

Авторы выражают благодарность А. А. Соколову и И. М. Тернову за постановку задачи и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schneider J. Phys. Rev. Lett., No. 2, 504, 1959.
2. Соколов А. А., Тернов И. М. ДАН СССР, 166, 133, 1966.
3. Hirshfield J. L., Wachtel J. M. Phys. Rev. Lett., 12, 533, 1964.
4. Bott I. B. Phys. Lett., 14, 293, 1965.
5. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П., Орлова И. М., Панкратова Т. Б., Петелин М. И. Письма ЖЭТФ, 2, 430, 1965.
6. Соколов А. А., Тернов И. М. ЖЭТФ, 25, 698, 1953.

Поступила в редакцию
26. 7 1966 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.172.16

Д. В. МЕБОНΙΑ

О КВАЗИУПРУГОМ МЕХАНИЗМЕ РЕАКЦИИ (α , 2 α) ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

1. Реакции (α , 2 α) дают важную информацию о кластерной структуре ядер. В отличие от высоких энергий, при низких и средних энергиях в таком процессе допустимо существование разных конкурирующих механизмов, что требует всестороннего теоретического исследования.

Недавно экспериментально изучались реакции $Be^9(\alpha, 2\alpha)He^5$ (основное состояние) и $Si^{12}(\alpha, 2\alpha)Be^8$ (о. с.) при энергии 28 Мэв и $O^{16}(\alpha, 2\alpha)Si^{12}$ (о. с.) при энергии 26 Мэв в лабораторной системе [1]. Теоретический анализ проводился разными авторами [2, 3, 4, 5]. Тамагаки [2] рассчитал $Be^9(\alpha, 2\alpha)He^5$ (о. с.) реакцию на основе квазиупругого механизма реакции и α -частичной модели ядра Be^9 . Реакцию $Be^9(\alpha, 2\alpha)He^5$ (о. с.) исследовали также Сакамото [3] и Гюра и Шимодая [4]. Сакамото предложил квазиупругий и поверхностный механизм реакции при оболочечной модели ядра Be^9 . В работах [2] и [3] расчеты проводились в плосковолновом импульсном приближении, пренебрегая эффектом ухода от энергетической поверхности, поэтому форма дифференциального сечения полностью определялась импульсным распределением α -кластера в ядре-мишени. Гюра и Шимодая предложили двухступенчатый квазиупругий механизм реакции при модифицированной α -частичной модели ядра Be^9 , учитывая эффект ухода от энергетической поверхности. Все эти методы дают результаты, находящиеся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Однако каждый из них опирается на специфические свойства ядра Be^9 и не позволяет обобщения для других ядер.

2. Более подробный теоретический анализ проводил Кудо [5]. Он исходил из квазиупругого и поверхностного механизма (α , 2 α) реакции и оболочечной модели ядра, а дифференциальное сечение рассчитал в борновском приближении искаженных волн, учитывая взаимодействие между α -частицами в конечном состоянии. Искаженная волновая функция аппроксимировалась ее асимптотической формой и выражалась при помощи экспериментальных фазовых сдвигов α - α упругого рассеяния. Для потенциала взаимодействия использовалась дельта-функция конечного радиуса. Пренебрегалось кулоновским взаимодействием. Кудо получил удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для всех трех ядер Be^9 , Si^{12} и O^{16} . Это указывает на тот факт, что физические соображения, лежащие на основе подхода Кудо, являются правдоподобными. Действительно, поскольку рассеянные α -частицы имеют низкие энергии, то для некоторых углов рассеяния энергия их относительного движения может принимать значения, близкие к значениям энергий низколежащих квазистационарных уровней ядра Be^8 : 0+, 2+ и 4+. В таком случае α -частицы будут сильно взаимодействовать друг с другом, что приведет к соответствующему максимуму в дифференциальном сечении. Однако применяемый Кудо приближенный метод вычисления может