ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Х. Брегер и др. Основы радиационно-технического аппаратостроения. М., Атомиздат, 1967.
2. Ю. С. Рябухин и др. «Атомная энергия», 19, 535 (1965).
3. Л. В. Чепель и др. В сб. «Электронные ускорители». М., Атомиздат, 1966, стр. 399.
4. К. И. Никулин, Г. А. Образцов. «Атомная энергия», 23, 50 (1967).

Числовое альбедо γ-излучения мононормального источника для барьеров из различных сред

Д. Б. ПОЗДНЕЕВ, Н. В. КРАСНОЩЕКОВ, А. В. ПИЧУГИН

УДК 539.122.04

Методом Монте-Карло рассчитаны спектрально-угловые и интегральные характеристики обратно рассеянных γ-квантов мононаправленного источника от различных сред. Исследован случай нормального падения первичных γ-квантов с энергией E_0, равной 0,145; 0,279; 0,511; 0,662; 1,0; 1,25 *Мэв*, на барьеры из Be, C, Al, Fe, Sn, толщина которых по нормали составляла 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 1,0; 2,5 длины свободного пробега первичных γ-квантов. С помощью сцинтилляционного γ-спектрометра выполнен эксперимент по исследованию спектрально-углового распределения отраженного γ-излучения «узкого пучка» Cs^{137} от тех же сред.

Анализ полученных данных о дифференциальном токовом числовом альбедо для перечисленных выше ситуаций показал, что зависимость его от толщины с точностью $\pm 10\%$ можно описать формулой

$$A^{(\theta)}(x) = A^{(\theta)}(\infty)\left[1 - e^{-\alpha(\theta)x}\right], \tag{1}$$

где $A^{(\theta)}(x)$ — дифференциальное числовое токовое альбедо для барьера толщиной x длин свободного пробега; $A^{(\theta)}(\infty)$ — то же для полубесконечного рассеивателя; $\alpha(\theta)$ — эмпирическая величина.

Для нахождения $A^{(\theta)}(\infty)$ может быть рекомендована эмпирическая формула

$$A^{(\theta)}(\infty) = (a - b\cos\theta)\cos\theta, \tag{2}$$

где a и b — эмпирические величины, зависящие от E_0 и Z; θ — угол вылета фотонов, отсчитываемый от нормали.

В работе приведены рекомендации для нахождения соответствующих величин, входящих в формулы (1), (2).

Зависимость интегрального числового токового альбедо от толщины в пределах $\pm 5 \div 10\%$ выражается эмпирической формулой

$$A(x) = A(\infty)\left(1 - e^{-\alpha x}\right), \tag{3}$$

где $A(\infty)$ — интегральное числовое альбедо для полубесконечного рассеивателя; α — эмпирическая величина.

(№ 491/5952. Поступила в Редакцию 10/VII 1970 г. В окончательной редакции 21/X 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 11 библиографических ссылок.)

Зависимость электронной статистической суммы атомов от параметра обрыва уровней энергии

А. А. ЗАЙЦЕВ, Р. А. КОТОМИНА

УДК 539.183.3

Изучалась зависимость электронной статистической суммы атома (атомарного иона) от параметра обрыва уровней энергии (под параметром обрыва ΔE подразумевается максимальная энергия электрона, находящегося в атоме в связанном состоянии). Был также рассмотрен вопрос приближенного учета вклада высших уровней энергии в электронную часть статистической суммы. При всех расчетах предполагалось, что высшие уровни энергии электрона в атоме подобны уровням энергии заряженной частицы, движущейся в центральном кулоновском поле. Для такого поля электронное распределение дается формулой

$$d\omega_{\text{к}} = BE^{-5/2}\,dE, \tag{1}$$

где $d\omega_{\text{к}}$ — число квантовых состояний электрона с энергией от E до $E + dE$; B — некоторая постоянная.

Для удобства расчетов было введено понятие о так называемой кулоновской статистической сумме, под которой понимается электронная статистическая сумма атома. В ней все электронные уровни предполагаются кулоновскими. Исходя из выражения (1) получена явная зависимость $\ln Q_{\text{к}}$ от ΔE:

$$\ln Q_{\text{к}}(\Delta E) = \ln Q'_{\text{к}} + \varphi(\Delta E), \tag{2}$$

где $\ln Q'_{\text{к}}$ — часть $\ln Q_{\text{к}}(\Delta E)$, не зависящая от ΔE, а

$$\varphi(\Delta E) = 3I_0^{3/2}\exp\left(-\frac{\cdot}{kt}\right)\left[\frac{2}{3}\Delta E^{3/2} + \frac{2}{kt}\Delta E^{-1/2} - \frac{1}{(kT)^2}\Delta E^{1/2} + \ldots\right]. \tag{3}$$

Получена зависимость химического потенциала I от ΔE и T в виде

$$I = I_1 + f(\Delta E),$$

где

$$I_1 = I_0\left(1 + \frac{5}{3}y_0 + 6y_0^2 + 4{,}745y_0^3 + \ldots\right);$$

$$f(\Delta E) = \frac{\varphi(\Delta E, I_1)}{3I_0^{3/2} I_1^{-5/2}(1+5{,}833y_1+67{,}376y_1^2+\ldots)+\frac{1}{kT}\varphi(\Delta E, I_1)}; \tag{4}$$

$$y_0 = \left(\frac{\pi kT}{2I_0}\right)^2; \quad y_1 = \left(\frac{\pi kT}{2I_1}\right)^2;$$

I_0 — потенциал ионизации атома; k — постоянная Больцмана. Чтобы найти зависимость от ΔE истинной электронной статистической суммы атома $Q(\Delta E)$, весь интервал энергии электрона в атоме разбивается на две части так, чтобы уровни, лежащие выше некоторого уровня, обозначенного ΔE_1, можно было считать кулоновскими. На основе зависимости (2) показано, что для $\ln Q(\Delta E)$ будет справедливо выражение

$$\ln Q(\Delta E) = \ln Q(\Delta E_1) + \varphi(\Delta E) - \varphi(\Delta E_1). \tag{5}$$

Нижние энергетические уровни известны для большинства атомов с достаточной точностью; по ним можно вычислить $\ln Q(\Delta E_1)$ непосредственным суммированием. Таким образом, с помощью выражения (5) можно вычислить электронную статистическую сумму атома для любого, сколь угодно малого параметра обрыва ΔE, если только известны нижние энергетические уровни атома и его потенциал ионизации. В статье приводятся результаты расчета электронной статистической суммы атомов индия и свинца предложенным методом для температур до 14 000° К. Полученные данные сравниваются с известными в литературе значениями $Q_{эл}$ указанных атомов.

(№ 492/1594. Поступила в Редакцию 1/VII 1970 г. В окончательной редакции 23/IX 1970 г. Полный текст 0,3 а. л., 1 табл., 7 библиографических ссылок.)

О влиянии давления на величину электронных статистических сумм атомов при высоких температурах

А. А. ЗАЙЦЕВ, Р. А. КОТОМИНА

УДК 539.183.3

Предлагается приближенный метод ограничения электронных уровней энергии атома, находящегося в слабоионизированной плазме, при высоких температурах. Атом рассматривается как система, состоящая из ядра и окружающего ядро электронного газа. Действие остальных атомов и ионов, окружающих рассматриваемый атом и возмущающих его внешние электронные уровни, сводится к тому, что на электронный газ действует некоторое внешнее давление p, равное общему давлению газа. То расстояние от ядра R_0, на котором давление электронного газа становится равным внешнему давлению p, представляется радиусом сферы, ограничивающей рассматриваемый атом.

Считая, что высшие уровни энергии любого атома являются кулоновскими, и применяя к электронному газу известные термодинамические соотношения

$$p = -\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T; \quad F = -kT\ln Q, \tag{2}$$

можно получить формулу, связывающую параметр обрыва уровней энергии ΔE с давлением и температурой атомарного газа в виде

$$p = \frac{m^{3/2}kT}{\sqrt{2}\,\pi\hbar^3}\ln\left[1+\exp\left(\frac{\Delta E - J}{kT}\right)\right]\Delta E^{3/2}, \tag{2}$$

где m — масса электрона; k — постоянная Больцмана; J — абсолютная величина химического потенциала (получена зависимость J от T, ΔE и потенциала ионизации атома J_0).

Для практического применения формулы (2) использовалось разложение $\ln\left[1+\exp\left(\frac{\Delta E - J}{kT}\right)\right]$ в ряд по степеням $\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)$, что позволило привести (2) к виду

$$\Delta E^{3/2}\exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) = \frac{p}{1{,}687\cdot 10^4 kT}\exp\left(\frac{J}{kT}\right), \tag{2a}$$

где (kT), J и ΔE выражены в электронвольтах; p — в атмосферах. Расчет ΔE по заданным p и T проводился графическим методом.

В выражение (2) не входит эффективный заряд, что позволяет избежать неясностей, связанных с определением этого параметра, и применять (2) без изменения и для атомарных ионов.

На примере атома свинца в широком интервале температур и давлений предлагаемый метод расчета параметра обрыва ΔE сравнивается с методами, известными в литературе.

Изложенная методика применяется для расчета параметра обрыва уровней энергии атома урана для температур до 10 000° К и давлений 0,01—100 *атм*. На основе этих данных получены значения натурального логарифма электронной статистической суммы и приведенного термодинамического потенциала атомарного урана в идеальном газовом состоянии для указанного интервала давлений и температур. Отмечено, что при T = 10 000° К наблюдается сильная зависимость $\ln Q_{эл}$ урана от давления.

(№ 493/5948. Поступила в Редакцию 1/VII 1970 г. В окончательной редакции 23/IX 1970 г. Полный текст 0,5 а. л., 5 табл., 16 библиографических ссылок.)