

тельное время жизни $N^-(^3P)$ значительно короче радиационного. В связи со сказанным отметим работу [9], в которой по экспериментальным данным получено отрицательное значение энергии сродства ($-0,07$ эВ) электрона к атому азота в состоянии $^4S^0$ с образованием автоионизационного состояния $N^-(^3P)$.

В заключение авторы выражают благодарность доктору физ.-мат. наук А. И. Осипову за обсуждение результатов работы и И. В. Плещанову за предоставление результатов газодинамических расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Кобзев Г. А. Исследование непрерывного излучения азотной плазмы.— *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer*, 1970, 10, N 2, p. 143—164.
2. Siffone D. L., Borucki J. G. Spectral measurements of nitrogen continuum radiation behind incident shocks at speed up to 13 km/sec.— *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer*, 1971, 11, N 9, p. 1291—1298.
3. Варгин А. Н., Голубев О. А., Малкин О. А. Исследование излучения плазмы молекулярных газов в области вакуумного ультрафиолета.— *Теплофиз. высоких температур*, 1974, 12, № 5, с. 940—946.
4. Дьячков Л. Г., Кобзев Г. А., Норман Г. Э. Влияние резонансов в упругом рассеянии на тормозное излучение электрона в поле атома.— *ЖЭТФ*, 1973, 65, с. 1399—1406.
5. Коньков А. А., Рязин А. П., Соколов А. И. Двухдиафрагменная ударная труба для получения плотной термической плазмы.— *Теплофиз. высоких температур*, 1974, 12, № 4, с. 806—810.
6. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Импульсный источник света с излучением подобным излучению абсолютно черного тела при температуре $\sim 40000^\circ$.— *Оптико-механическая промышленность*, 1960, 1, № 1, с. 1—5.
7. Демидов М. И., Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. Энергетическая калибровка излучения импульсного источника света ЭВ-45(ЭВ-39) в ультрафиолетовой области спектра.— *Журн. прикл. спектроскопии*, 1968, 9, № 3, с. 365—368.
8. Соболев В. В. Курс теоретической астрофизики. М., 1975, с. 16.
9. Mazeau J., Gresteau F., Hall R. I., Huetz A. Energy and width of $N^-(^3P)$ from observation of its formation by dissociative attachment to N_2 and NO .— *J. Phys. B: Atom, Molec. Phys.*, 1978, 11, N 18, p. 557—560.

Поступила в редакцию
19.11.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 6

УДК 531.752

С. И. ВАСИЛЬЕВ

ПРЕДЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ АБСОЛЮТНОГО ДИЛАТОМЕТРА

Тепловое расширение тесно связано с параметрами, характеризующими состояние твердого тела. Его исследование в широком интервале температур позволяет определять термодинамические параметры, а также делать выводы о поведении теплоемкости, температуры Дебая, параметра Грюнайзена, определять наличие фазовых переходов.

Линейный коэффициент теплового расширения определяется соотношением [1]

$$\alpha_T = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_p,$$

где l — размер образца в измеряемом направлении, $\left(\frac{\partial l}{\partial T}\right)_p$ — производная длины по температуре при постоянном давлении. Экспериментальное определение коэффициента теплового расширения основано на измерении относительного удлинения образца $\Delta l/l = (l_1 - l_2)/l_1$ при задаваемом изменении температуры $\Delta T = T_1 - T_2$:

$$\bar{\alpha}_T = \frac{1}{l_1} \frac{\Delta l}{\Delta T}.$$

Таким образом, в эксперименте всегда получают некоторое среднее значение коэффициента теплового расширения. Причем если $\alpha_T = \alpha(T)$ не является линейной функцией температуры, то существует отклонение $\bar{\alpha}_T$ от истинного α_T :

$$\bar{\alpha}_T - \alpha_T = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha_T}{\partial T} - \alpha_T^2 \right) \Delta T.$$

Для того чтобы оценить эту величину, воспользуемся соотношением Грюнайзена [2]

$$\alpha_T = \frac{1}{3} \frac{C_v \chi_T}{V} \gamma,$$

где γ — параметр Грюнайзена, обычно $\gamma \sim (1-3)$; χ_T — сжимаемость и V — атомный объем, слабо зависящие от температуры; C_v — теплоемкость, зависимость которой от температуры в основном и определяет поведение $\alpha_T = \alpha(T)$. Необходимо отметить, что все рассуждения ведутся для области температур $0 < T < \Theta/50$ (Θ — температура Дебая), где для большинства кристаллов $C_v \sim T^3$. В этом случае [3]

$$C_v = \frac{2\pi^2 k^4 T^3}{5\hbar^3 \bar{u}^3} \quad (1)$$

и

$$\frac{\partial \alpha_T}{\partial T} = \frac{2\pi^2 k^4 \chi_T \gamma}{5\hbar^3 \bar{u}^3} T^2,$$

где \hbar — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, \bar{u} — средняя скорость звука в исследуемом кристалле. При $\chi_T \sim 10^{-12}$ см²/дин, $\bar{u} \sim 10^6$ см/с, $\gamma \sim 3$

$$\frac{\partial \alpha_T}{\partial T} \sim 4 \cdot 10^{-12} T^2.$$

Величиной $\alpha_T^2 \sim 10^{-26} T^6$ можно пренебречь. Таким образом, точность определения коэффициента теплового расширения $n = (\bar{\alpha}_T - \alpha_T)/\alpha_T$ связана с ΔT выражением

$$\Delta T \leq \frac{2\alpha_T}{\frac{\partial \alpha_T}{\partial T}} n. \quad (2)$$

При $T \sim 10$ К коэффициенты теплового расширения большинства веществ не превышают $(10^{-8} - 10^{-9})$ град⁻¹ [1] и, например, для заданной точности $n \sim 0,1$ необходимо, чтобы вариации температуры не превышали ~ 1 град.

Соотношение (2) ограничивает вариации температуры «сверху», «снизу» же ограничение на ΔT определяется термодинамическими флуктуациями температуры образца [3]

$$\overline{\delta T^2} = \frac{kT^2}{c_v V}, \quad (3)$$

где V — объем образца, c_v — удельная теплоемкость. Следует отметить, что речь идет не о флуктуациях температуры в частях объема образца друг относительно друга, а в полном объеме объекта измерения относительно термостата (то же можно сказать и о задаваемых вариациях температуры ΔT). Из (1) и (3) следует, что

$$\sqrt{\overline{\delta T^2}} = \sqrt{\frac{5\hbar^3 \bar{u}^3}{2\pi^2 k^3 T V}}. \quad (4)$$

При $\bar{u} \sim 10^6$ см/с, $T \sim 10$ К, $V \sim 10$ см³ $\sqrt{\overline{\delta T^2}} \sim 10^{-6}$ град. Таким образом, при измерении коэффициента теплового расширения для повышения точности необходимо уменьшать ΔT (в соответствии с (2)), но уменьшать до определенного предела, задаваемого выражением (4).

Как известно, термодинамические флуктуации температуры и объема независимы, поэтому существует ограничение и на минимально обнаружимые изменения линейных размеров образца. Из теоремы Найквиста

$$\overline{F_{\text{фл}}^2} = 4kTH \Delta f,$$

где H — коэффициент внутреннего трения, Δf — полоса частот, в которой определяются флуктуации. Откуда

$$\overline{\delta l_{\text{фл}}^2} = \frac{4kTH \Delta f}{\kappa^2},$$

где κ — жесткость образца. С учетом того, что $H = \omega_M m / Q_M$, $\kappa = ES/l$, $\Delta f = 1/\tau$, где ω_M , m и Q_M — резонансная частота, масса и механическая добротность образца; E , S и l — модуль Юнга материала, площадь и длина образца; τ — время измерения,

$$\sqrt{\overline{\delta l_{\text{фл}}^2}} = \frac{2l \sqrt{kT \frac{\omega_M m}{Q_M \tau}}}{\sqrt{ES}}. \quad (5)$$

При $l \sim 10$ см, $S \sim 1$ см², $E \sim 5 \cdot 10^{12}$ дин/см², $T \sim 10$ К, $\omega_M \sim 10^5$ рад/с, $Q_M \sim 10^3$, $m \sim 40$ г, $\tau \sim 10^3$ с $\sqrt{\overline{\delta l_{\text{фл}}^2}} \sim 3 \cdot 10^{-19}$ см.

Если в dilatометре для измерения малых смещений Δl применяется емкостный датчик как наиболее удобный при низких температурах, то флуктуации смещения будут вызваны кулоновским взаимодействием пластин конденсатора, заряд которых флуктуирует [4]. Тогда

$$\sqrt{\overline{\delta l_{\text{д}}^2}} = \frac{Q_e U_{\sim} U_{\text{ш}l}}{4\pi^2 d^2 E}, \quad (6)$$

где $\sqrt{\overline{\delta l_{\text{д}}^2}}$ — величина флуктуаций длины образца, Q_e — электрическая добротность контура, U_{\sim} — напряжение на пластинах конденсатора, $U_{\text{ш}} = 4kTR/\tau$ — напряжение шумов на активном сопротивлении контура. R , d — расстояние между пластинами конденсатора. С другой стороны, минимально обнаружимое с помощью емкостного датчика смещение определяется выражением [4]

$$\Delta l_{\text{min}} \geq \frac{8d}{U_{\sim} Q_e} \sqrt{kTR \frac{1}{\tau}}. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что с помощью такого датчика можно обнаружить смещения

$$\Delta l_{\min} \geq 2Q_e \sqrt{\frac{kTRl}{\pi dE\tau}} \quad (8)$$

при

$$[U^2]_{\text{opt}} = 16\pi d^3 \frac{E}{Q_e^2 l}$$

Если $d \sim 3 \cdot 10^{-3}$ см, $E \sim 5 \cdot 10^{12}$ дин/см², $l \sim 10$ см, $Q_e \sim 10^3$, $\tau \sim 10^3$ с, то $\Delta l_{\min} \geq 6 \cdot 10^{-17}$ см.

Таким образом, принимая во внимание ограничения (2) и (4) на ΔT , а также (5) и (8) на Δl , в принципе можно измерять коэффициент теплового расширения $\alpha_T \geq 10^{-18}$ град⁻¹.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность В. Б. Брагинскому и В. И. Панову за ценные замечания и плодотворные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новикова С. И. Тепловое расширение твердых тел. М., 1974. 292 с.
2. Жирфалько Л. Статистическая физика твердого тела. М., 1975. 384 с.
3. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., 1976. 584 с.
4. Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физических экспериментах. М., 1974. 153 с.

Поступила в редакцию
03.12.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 6

УДК 551.501+535.345

М. М. АБДЕЛЬ ВАХАБ (ЕГИПЕТ), А. Х. ХРГИАН

О СВЯЗИ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА И ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА

В последние годы некоторые исследователи объяснили отдельные случаи повышения температуры в стратосфере хромосферными вспышками и корпускулярным излучением Солнца [1]. По-видимому изменения солнечной активности должны отражаться на процессах и явлениях в высоких слоях атмосферы. Связи активности с температурой нижней атмосферы изучались К. А. Салицким [2] с помощью метода дисперсионного анализа по данным наблюдений в Тбилиси за 122 года.

В настоящей работе мы попытались проследить с помощью методики, предложенной в работе [2], связь солнечной активности как одного из факторов, действующих в течение длительного времени в верхней атмосфере, с общим содержанием озона X .

Заметим, что квазипериодичный ход солнечной активности обычно характеризуется числом Вольфа W , зависящим от числа солнечных пятен и их групп.

На рис. 1 представлен ход среднемесячных значений X (в 10^{-3} см) по нескольким широтным поясам и значения W за 1957—1967 гг. Значения X для широт 25, 15 и 5° в северном и южном полушариях были взяты из [3].