

УДК 535.2:621.373.8

АБСОРБЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ МЕТОДИКА (АПМ) ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИН СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

А. М. БАДАЛЯН, Б. А. ГЛУШКО, М. Е. МОВСЕСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 28 декабря 1988 г.)

Предложена методика для определения ширин спектральных линий, сил осцилляторов, концентрации атомов. Методика эффективна в условиях «оптически плотного слоя» вещества и применима для исследования атомов и молекул. Для проверки методики проведены измерения «ударных» констант столкновительного уширения $D_{1,2}$ -линий натрия атомами буферных газов (Xe, Ar, N_2 , He), а также резонансного сечения столкновений Na—Na. С помощью АП-методики проведены измерения столкновительного сечения σ_c (Na—He); (Na—Ar), в далеком квазистатическом крыле линии поглощения. Найдена дисперсионная зависимость σ_c от величины и знака отстройки Δ ($\Delta = \omega_0 - \omega$), от центра линии поглощения ω_0 .

Введение

Работа посвящена исследованию спектральных характеристик атомов и молекул методами эффективными в условиях «оптически плотного слоя» вещества.

В первом параграфе развита новая, абсорбционно-поляризационная методика (АПМ), являющаяся модификацией метода Вейнгера [1, 2].

Во втором параграфе приведены результаты экспериментальной проверки АПМ: определены константы уширения $D_{1,2}$ -линий Na обусловленные столкновениями с атомами буферных газов (He, Ar, Xe, N_2), а также резонансное столкновительное сечение Na—Na. Проведено сравнение с литературными данными. Исследованы возможности методики по измерению дисперсии столкновительных констант в далеких квазистатических крыльях линии поглощения.

1. Абсорбционно-поляризационная методика (АПМ)

Рассмотрим распространение излучения сплошного спектра через кювету с парами вещества, помещенную между скрещенными поляризаторами, при наличии внешнего продольного постоянного магнитного поля. При полностью скрещенных поляризаторах ($\varphi = 90^\circ$) спектральное распределение на выходе кюветы имеет следующий вид ($I_{АП}$ -абсорбционно-поляризационный сигнал)

$$I_{АП} = I_{\perp}(\omega) = I_0 e^{-\alpha(\omega)l} \sin^2 \Phi(\omega) l \quad (1)$$

и представляет собой два относительно узких спектральных максимума, расположенных по обе стороны от центра линии поглощения (рис. 1). В

выражении (1) коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ и угол вращения $\Phi(\omega)$ имеют вид

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi N_a d_{ij}^2 \Gamma}{3 \hbar c (\Delta^2 + \Gamma^2/4)}, \quad (2)$$

$$\Phi(\omega) = \frac{7}{6} \cdot \frac{\pi N_a d_{ij}^2 \omega_0}{3 \hbar c} \cdot \frac{\Omega_H}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}, \quad (3)$$

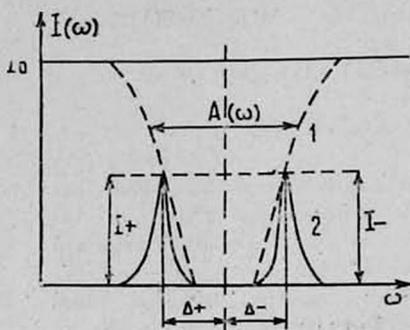


Рис. 1. Контур линии поглощения (1), контур АПМ — сигнала (2). I_{\pm} — спектральная интенсивность максимумов, Δ_{\pm} — расстояние максимумов от центра линии поглощения, I_0 — спектральная интенсивность сплошного спектра на входе в среду. A_{ω} — ширина линии поглощения.

где N_a — концентрация активных атомов, d_{ij} — дипольный момент перехода, $\Gamma = \Gamma_N + \Gamma_R + \Gamma_c$, $\Delta = \omega_0 - \omega$ — расстройка резонанса, ω_0 — частота перехода, $\Omega_H = \frac{\mu H}{\hbar}$ — ларморовская частота.

Спектральное положение максимумов определяется дифференцированием функции (1)

$$\frac{dI_{\pm}}{d\omega} = I_0 (2 \dot{\Phi} / \dot{a} - \text{tg} \Phi l) l / 2 \cdot \dot{a} \cdot \sin 2 \Phi l e^{-a l}. \quad (4)$$

Выражение (4) имеет следующие экстремумы:

$$\text{а) } \sin 2 \Phi l = 0; \quad \Phi l = \pi n (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots); \quad (5)$$

$$\text{б) } 2 \dot{\Phi} / \dot{a} = \text{tg} \Phi l.$$

Из анализа второй производной выражения (4) при условиях (5) следует, что минимумы определяются условием (5а), максимумы — (5б).

Воспользовавшись выражениями для α и Φ (2), (3), условие (5б) получим в следующем виде

$$\frac{\dot{\Phi}}{\dot{a}} = \frac{\alpha \Omega_k}{1/2 \dot{\Gamma}(\omega) \Delta \omega + \Gamma(\omega)} = \frac{1}{2} \text{tg} \Phi l, \quad (6)$$

где \dot{a} , $\dot{\Phi}$, $\dot{\Gamma}$ — производные соответствующих функций.

Если предположить, что зависимость $\Gamma(\omega)$ от частоты слабая, т. е. $\Delta \omega \cdot \dot{\Gamma}(\omega) \ll \Gamma(\omega)$, получим

$$(\Phi l)_{\text{max}} = \text{arctg} \Lambda_{\pm} + \pi n \begin{cases} \Lambda_{\pm} = 2.33 \Omega_n / \Gamma_{\pm} (1/2 \rightarrow 3/2) \\ \Lambda_{\pm} = 2.66 \Omega_n / \Gamma_{\pm} (1/2 \rightarrow 1/2), \end{cases} \quad (7)$$

где Γ_{\pm} — ширина атомной линии в статическом (Γ_+) и адиабатическом

(Γ_-) крыльях линии поглощения. Из уравнений (3), (7) найдем положение максимумов относительно центра линии

$$\Delta_{\pm}^2 = (\omega_0 - \omega_{\pm}^{max})^2 = \frac{\alpha P_{lk} N_a \Omega_H l}{\arctg \Lambda_{\pm}}, \quad (8)$$

где $P_{21} = \frac{\Gamma_N l^2}{8\pi} \cdot \frac{g_2}{g_1} = \frac{\pi e^2 f_{12}}{m_e c} = \frac{2\pi\omega d_{21}^2}{3\hbar c g_1}$, N_a — концентрация атомов. Простые предельные случаи для $\Lambda_{\pm} \ll 1$ и $\Lambda_{\pm} \gg 1$, следуют из (8)

$$\Delta_{\pm}^2 = \frac{1}{2} P N_a \Gamma_{\pm} l; \quad \Lambda_{\pm} \ll 1 (\Gamma_{\pm} = \Gamma_N + N_a \sigma_R \nu_T + N_B \sigma_c \nu_T), \quad (9)$$

$$\Delta_{\pm}^2 = \frac{2}{\pi} \alpha P N_a \Omega_H l; \quad \Lambda_{\pm} \gg 1 \left(\Omega_H = \frac{\mu H}{\hbar} \right).$$

Отметим, что согласно этим формулам, для больших значений давления буферного газа квадрат расстояния между максимумами не зависит от магнитного поля и прямо пропорционален Γ_{\pm} . А для малых значений давления буферного газа ($\Gamma_{\pm} \ll \Omega_H$) зависимость от ширины Γ исчезает и квадрат расстояния пропорционален величине магнитного поля.

Выражения для интенсивностей в максимумах и площади максимумов получим с помощью формул (1) и (8)

$$a) \quad I_{\Lambda\Pi}^{\pm} = I_0 \frac{\Lambda_{\pm}^2}{1 + \Lambda_{\pm}^2} \cdot \exp \left\{ - \frac{|2 \arctg \Lambda_{\pm} + \pi n|}{\Lambda_{\pm}} \right\} = I_0 F(\Lambda_{\pm}), \quad (10)$$

$$б) \quad S_{\Lambda\Pi}^{(\pm)} = \left| \int_{\pm\infty}^0 I_{\Lambda\Pi}^{(\pm)}(\omega) d\omega \right| = \frac{1}{4} I_0 A_{\omega} \sqrt{\frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 + \Lambda_{\pm}^2})},$$

где A_{ω} — эквивалентная ширина (ЭШ) [3, 4],

$$A_{\omega}^{l \rightarrow k} = 4\pi P_{l \rightarrow k} N_a \Gamma l. \quad (11)$$

Отметим важные особенности полученных формул (10а, б).

1. Интенсивность максимумов определяется только величиной Λ_{\pm} , т. е. отношением величины зеемановского сдвига Ω_H к ширине атомной линии Γ и не зависит от концентрации атомов.

2. Выражение (10а) показывает, что (с помощью АП-методики) можно в отличие [3, 4] раздельно исследовать «красную» и «синюю» части спектра (контура линии поглощения), т. е. измерять частотную зависимость столкновительного сечения.

Согласно этой формуле интенсивность максимумов является функцией столкновительной ширины Γ_c . Последняя в свою очередь есть функция расстройки $\Delta = \omega_0 - \omega$ [5—7], которая в данном случае определяется спектральным положением максимумов Δ_{\pm} .

Таким образом, вне «ударной области» взаимодействия ($|\Delta| \gg \Delta_y \approx 2.5 \text{ см}^{-1}$), должна проявляться зависимость Γ_c и σ_c от расстройки. По-

этому меняя давление буферного газа и величину магнитного поля (Ω_H), т. е. Δ_{\pm} , можно получить дисперсионную зависимость Γ_c и σ_c

$$\frac{F^{-1}(I_{\text{АП}}^+)}{F^{-1}(I_{\text{АП}}^-)} = \frac{\Delta_+}{\Delta_-} \simeq \frac{\sigma_c(\Delta_-)}{\sigma_c(\Delta_+)} \quad (12)$$

3. В предельных случаях выражение (10а) переходит в следующее

$$I_{\text{АП}}^{\pm}/I_0 = \left(\frac{\Delta_{\pm}}{e}\right)^2 (\Delta_{\pm} \ll 1); \quad I_{\text{АП}}^{\pm}/I_0 = \left[1 - \frac{\pi}{\Delta_{\pm}}\right] (\Delta_{\pm} \gg 1), \quad (13)$$

т. е. в предельных случаях появляется возможность более простого определения Δ_{\pm} (Γ_{\pm}).

4. Выражение (10б), во-первых, показывает тесную связь АП-методики и метода «ЭШ». Во-вторых, (10б) можно использовать при относительно малых оптических толщинах, когда расщепление на два максимума еще не фиксируется спектральным прибором.

Сравнение выражений (8) и (11) дает связь A_{ω} и Δ_{\pm} (в этом случае берется значение $\Gamma_{(\omega)}$ в центре линии поглощения ($\Delta\omega = 0$)).

$$A_{\omega}^2/\Delta_{\pm}^2 = \frac{8\pi\Gamma(0)}{\Gamma_{\pm}} \cdot \frac{\text{arctg } \Delta_{\pm}}{\Delta_{\pm}} \quad (14)$$

Соотношение (14) в двух предельных случаях имеет вид

$$A_{\omega}^2/\Delta_{\pm}^2 = \frac{8\pi\Gamma(0)}{\Gamma_{\pm}} (\Delta_{\pm} \ll 1); \quad A_{\omega}^2/\Delta_{\pm}^2 = \frac{2\pi^2\Gamma(0)}{a\Omega_H} \cdot (\Delta_{\pm} \gg 1). \quad (15)$$

Как видно, при $\Delta_{\pm} \ll 1$ отношение A_{ω} к Δ_{\pm} определяется отношением «ударной ширины» к ширине в квазистатическом крыле.

Приведенные формулы (14, 15) показывают, что измерение расщепления (Δ_{\pm}) и эквивалентной ширины (A_{ω}) также позволяет устранить зависимость конечного результата от концентрации атомов.

Измерение силы осциллятора перехода

В отсутствии буферного газа ($P_B = 0$), полная ширина равна $\Gamma = \Gamma_N + \Gamma_R$, где Γ_N — радиационная ширина, $\Gamma_R = \sigma_R v_T N_a$ — резонансное столкновительное уширение. Силу осциллятора можно определить из известного соотношения

$$f_{ik} = \frac{g_i}{g_k} \cdot \frac{m_e c^3}{2e^2 \omega^2} \Gamma_N \quad (16)$$

Для использования (15) необходимо чтобы полная ширина определялась только радиационной шириной, т. е. чтобы $\Gamma_R \ll \Gamma_N$.

Оценим верхний предел концентрации атомов, для которых $\Gamma_R \ll \Gamma_N$ и одновременно выполняется условие оптически плотного слоя $N_a f l \gg 10^{14}$ [4]. При $l = 10$ см, $f \sim 1$, $\sigma_R = 2 \cdot 10^{-12}$ см², $v_T = 10^5$ см/сек, $\Gamma_N = 6,3 \cdot 10^7$ сек⁻¹, $N \sim 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³, имеем: $N f l \gg 10^{14}$; $\Gamma_R = 10^6 - 10^7$ сек⁻¹ $\ll \Gamma_N$.

Значит интервал концентрации $N \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ подходит для определения величины f_{ik} .

Преимущества АПМ. Для определения Γ не требуется знание концентрации активных атомов, что делает возможным проведение независимых измерений концентрации атомов и ширины спектральных переходов при разных условиях эксперимента.

Особую ценность представляют возможности методики по определению дисперсионной зависимости столкновительной ширины $\Gamma_c(\omega)$ или столкновительного сечения $\sigma_c(\omega)$, раздельно, в "адиабатическом," ($\Delta\omega < 0$) и в "статическом," крыльях ($\Delta\omega > 0$) контура спектральных линий.

Отметим, что метод «ЭШ» и метод Вейнгера такой возможности не дают, поскольку измеряются интегральные по всему спектру характеристики.

2. Экспериментальная проверка АП-методики

Излучение источника света (лампа накаливания), прошедшее через кювету ($l = 20 \text{ см}$) со смесью паров натрия и буферного газа, регистрировалось спектрографом. Кювета помещалась между скрещенными поляризаторами и к ней прикладывалось постоянное, продольное, магнитное поле не более 200 э. Давление паров натрия изменялось в пределах $P_{Na} = 10^{-3} - 1 \text{ торр}$, давление буферного газа $P_B = 1 - 50 \text{ торр}$.

На эксперименте измерялись интенсивности $I_{\Delta\pm}^{\pm}$ максимумов и расстояние максимумов от центра линии поглощения (Δ_{\pm}) [8]. Центр линии поглощения определялся с помощью репера натриевой лампы. Последнее давало возможность измерять отдельно Δ и Δ_{-} . По измеренным $I_{\Delta\pm}^{\pm}$ с помощью формулы (10а) определялись величины Λ_{\pm} (и следовательно Γ_{\pm}). Зависимости величины Λ_{\pm}^{-1} от давления различных буферных газов (He, Ar) приведены на рис. 2 (точки). Теоретическая зависимость дается формулой (17) (пунктир).

$$\Lambda_{\pm}^{-1} = \frac{\Gamma_N + \Gamma_R + \Gamma_c(\omega)}{2 a \varrho_H} = \frac{\Gamma_N + v_T(\sigma_R N_a + \sigma_c N_B)}{2 a \varrho_H} = F^{-1} \left(\frac{I_{\Delta\pm}^{\pm}}{I_0} \right), \quad (17)$$

где $\Gamma_N = 0,63 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ — радиационная ширина $3P_{1/2}, 3P_{3/2}$ уровней натрия, $v_T = 1,6 \cdot 10^4 (T/\mu)^{1/2}$ — тепловая скорость, $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ — приведенная масса, σ_R — резонансное столкновительное сечение, σ_c — сечение упругого столкновения атома натрия с атомом буферного газа, N_a, N_B — концентрация атомов натрия и буферного газа.

Для больших значений давления буферного газа ($P_B \geq 15 \text{ торр}$) четко видно отклонение зависимости от линейной (особенно для Ar) и существенное отличие Δ_{-} от Δ_{+} .

Отметим, что экстраполяция и пересечение кривых с осью ординат ($P_B = 0$), дает возможность определить по формуле (16) значения резонансного столкновительного сечения

$$\sigma_R(3P_{1/2}; 3P_{3/2}) = 2,2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2, \quad (18)$$

что согласуется с литературными данными.

Концентрация паров натрия определялась по измерению «эквивалентной ширины» (11), что обеспечивало 5% точность.

Из формулы (8) следует, что произведение $K = \Delta_{\pm} \cdot \sqrt{\text{arctg} \Lambda_{\pm}} = \sqrt{\alpha P N_a \Omega_n l}$ — не зависит от давления буферного газа при постоянном значении магнитного поля и концентрации атомов натрия. Это

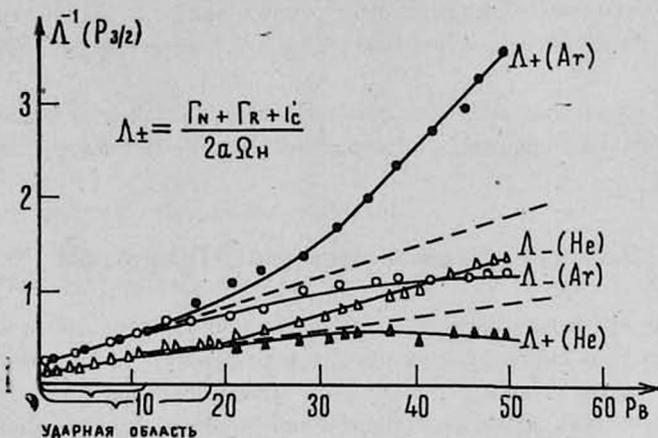


Рис. 2. Зависимость ширины уровня $3P_{3/2}$ (N_a) от давления буферного газа ($\bullet, \circ - Ar$), ($\blacktriangle, \triangle - He$), $P_{Na} = 10^{-2}$ торр, $H = 60$ в.

произведение составлено из измеренных значений Δ_{\pm} и определенных, описанным выше способом Λ_{\pm} . Зависимость величины K от давления буферного газа представлена на рис. 3. Как видно из рисунка, отклонение от постоянного значения, при изменении давления буферного газа в пределах 1–10 торр, не более 10%.

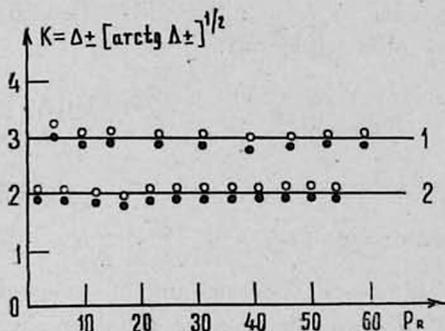


Рис. 3. Зависимость K от P_B (Ar):
1 — $P_{Na} = 10^{-1}$ торр, 2 — $P_{Na} = 5 \cdot 10^{-2}$ торр, $H = 60$ в.

Результаты по измерению столкновительного уширения в «ударной области», ($|\Delta| \leq 2,5 \text{ см}^{-1}$) с различными буферными газами (He, Ne, Ar, N_2) представлены в таблице.

Как отмечено выше, вне «ударной области», взаимодействия, Γ_c и σ_c зависят от расстройки, т. е. Δ_{\pm} , которую можно менять варьируя давление буферного газа.

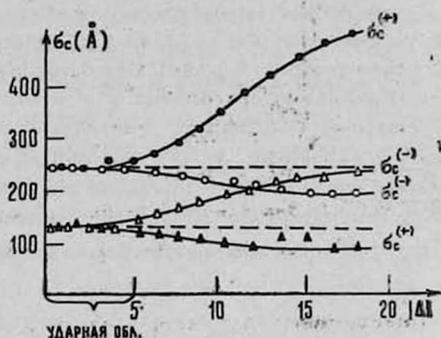
Зависимости для буферных газов He и Ar приведены на рис. 4. Поведение столкновительных сечений для буферных газов Ar , N_2 , и Xe идентичны: в «красной области», возрастают, а в «синей» — убывают по сравнению со значениями в «ударной» области ($\sigma_c(0)$).

столкновительное сечение Å^2	данные эксперимента	литературные данные [4]
$\sigma(Na-He)$	$126 \pm 5\%$	103—136
$\sigma(Na-Ar)$	$255 \pm 5\%$	220—276
$\sigma(Na-Xe)$	$340 \pm 5\%$	320—386
$\sigma(Na-N_2)$	$238 \pm 5\%$	224—282

нению со значениями в «ударной» области ($\sigma_c(0)$).

Для He , причем только при уширении D_2 -линии наблюдается обратная зависимость.

Рис. 4. Зависимость столкновительного сечения от расстройки: (σ_c^+ — стат. крыло, σ_c^- — адиабат. крыло, \bullet \circ — Ar ; \blacktriangle , \triangle — He) [$3P_{3/2} - N_a$]



Поведение столкновительного сечения для D_2 -линии совпадает со случаем с Ar , N_2 , Xe .

Особенность поведения буферного газа He , отмечается и в работе [9].

Авторы благодарны М. Л. Тер-Микаеляну за ценные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weingeroff M. Zeits. f. Phys., 67, 679 (1931).
2. Попов К. Г., Рузов В. П. Опт. и спектр., 48, 675 (1980).
3. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов, ФМ, М., 1963.
4. Островский Ю. И., Пенкин Н. П. Опт. и спектр., 11, 1 (1961).
5. Лисица В. С., Яковленко С. И. ЖЭТФ, 68, 479 (1975).
6. Carlstain I. L., Szoke A., Raymer M. G. Phys. Rev., A15, 1029 (1977).
7. Corney A., Cingley I. J. Phys. B; Atom. Mol. Phys., 14, 3047 (1981).
8. Бадалян А. М. и др. ЖПС, 45, 369 (1968).
9. Тер-Микаелян М. Л. Нелинейная резонансная оптика. Препринт ИФИ-74, Ашгарак (1974).
10. Ландсберг Г. С. Оптика, ФМ, М., 1976.

ԿԼԱՆՈՂԱ-ՔԵՎԵՐԱՑՈՒՄԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴ ՍՊԵԿՏՐԱԿ ԳԾԵՐԻ ԼԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա. Մ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Բ. Ա. ԳԼՈՒՇԿՈ, Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ

Առաջարկված է մեթոդ սպեկտրալ գծերի լայնությունները, օսցիլատորի ուժը, ատոմների կոնցենտրացիաները որոշելու համար: Մեթոդը արդյունավետ է նյութի «օպտիկական խիտ շերտերի» դեպքում: Մեթոդը ստուգված է նատրիումի գծերի ինչպես բարձր (բուֆերային) դեպքերի He, Ar, Xe, N₂ այնպես էլ սեփական ատոմներով Na—D₁ Na սլայմանավորված հարվածների լայնացման հաստատունները որոշելիս: Կլանողա-բևեռացումային մեթոդով չափված է հարվածների կտրվածքը կլանման գծից բավականին հեռու, քվադրատատիկ թևերի վրա: Գտնված է կտրվածքի կախումը ինչպես ապարքի նշանից ու մեծությունից, այնպես էլ կլանման գծի կենտրոնից ունեցած հեռավորությունից:

ABSORPTION-POLARIZATION METHOD FOR SPECTRAL LINE WIDTH MEASUREMENTS

A. M. BADALYAN, B. A. GLUSHKO, M. E. MOVSESYAN

A method for determination of spectral line widths, the oscillator forces and of the concentration of atoms and molecules is proposed. The method is efficient under the conditions of "optically dense layer" of the substances and is applicable for investigations of characteristics of atoms and molecules. To test the method, some measurements of "impact" constants of collisionally broadened D_{1,2} lines of Na buffer gas atoms (He, Ar, Xe, N₂) and also of Na-Na resonance cross section were carried out. The obtained results are in good agreement with the literature data. With the help of AP method the measurements of collisional cross section σ_c of Na-Ar and Na-He were conducted in far quasi-static absorption line part.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 272—276 (1989)

УДК 66.067.52

СЕДИМЕНТАЦИЯ ВЗВЕШЕННЫХ В ВЯЗКОЙ СРЕДЕ ЧАСТИЦ ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Д. С. ТОРОСЯН

Ленинakanский педагогический институт им. М. Налбандяна

(Поступила в редакцию 9 сентября 1988 г.)

Анализируются закономерности седиментации мелких частиц в вязкой среде при молекулярно-кинетическом взаимодействии.

Выявлено влияние важнейших физических постоянных на процесс седиментации и указаны нетрадиционные пути интенсификации процесса седиментации.

В ряде важных физических экспериментов, например, для установления заряда электрона методом Милликена, изучения броуновского движения и пр., а также для определения размера мелких частиц или вязкости жидких сред посредством измерения установившейся скорости движущей-