

formed for pyridine, pyrrole, and the pyridine-pyrrole system with standard atomic parameters⁶, and the TOWNES-DAILEY method⁷ has been used to evaluate the f_z values (number of unbalanced p_z -electrons) and the asymmetry parameter, which is defined as:

$$\begin{aligned} f_z &= e Q q_{\text{mol}} / e Q q_{\text{at}} \\ &= N_z - \frac{1}{2} (N_x + N_y), \\ \eta &= 3 (N_x - N_y) / (2 N_z - N_x - N_y) \end{aligned}$$

where N_x , N_y , and N_z are number of electrons in p_x , p_y , and p_z -orbitals. In the MO-calculation we used the experimental geometry for pyridine and pyrrole, and the N-N distance $R(\text{N} \dots \text{H}-\text{N})$ in the complex was set equal to $3 \cdot 10 \text{ \AA}^1$. The $R(\text{N} \dots \text{H})$ distance is varied to obtain a potential energy curve for the complex. We obtained an asymmetric double minimum with energy minima at

$$R(\text{N} \dots \text{H}) = 0.80 \text{ \AA} \quad \text{and} \quad R(\text{N} \dots \text{H}) = 2.40 \text{ \AA}.$$

⁶ R. REIN, N. FUKUDA, H. WIN, G. A. CLARK, and F. E. HARRIS, *J. Chem. Phys.* **45**, 4743 [1966].

⁷ C. H. TOWNES and B. P. DAILEY, *J. Chem. Phys.* **17**, 782 [1949].

Pion Finite Size and Mesic Atoms

H. DANIEL

Physik-Department der Technischen Hochschule München
Munich, Germany

(*Z. Naturforsch.* **25 a**, 1510—1511 [1970]; received 25 July 1970)

Contrary to the point-like muon the pion has a spatial extension. The effect of this finite size on levels of π -mesic atoms is estimated to be small but not necessarily negligible.

The levels of π -mesic atoms are usually treated with an optical potential¹⁻⁴. Involved numerical computations are necessary to obtain fair agreement with the experimental data. The shape of the nucleus is taken from electromagnetic data, i. e. data of muonic atoms or electron scattering. Muon and electron are considered as point-like particles. The pion, on the other hand, has a spatial extension which has not yet been taken into account in previous work on π -mesic atoms. In this note the electromagnetic size of the pion⁵, with a radius equaling that of the proton⁶, will be taken as strong-interaction "size" of the pion.

In order to estimate the effect of the additional finite range of the π -nucleus interaction due to the pion size a simple model shall be used. The additional finite interaction range is taken into account by describing the

In the frame of these MO calculations the complex is more stable than the isolated molecules by an amount of 4.3 eV and 4.8 eV at these respective distances. Table 2 summarizes a comparison of the experimental and calculated values. f and η values for the pyridine-pyrrole system are obtained from the population analysis of the molecular orbitals at

$$R(\text{N} \dots \text{H}-\text{N}) = 3.10 \text{ \AA} \quad \text{and} \quad R(\text{N} \dots \text{H}) = 2.40 \text{ \AA}.$$

While for the pyridine-N the MO-calculation provides a reasonable qualitative trend, f and η values for the pyrrole-N are not at all satisfactory. One could further refine the analysis to obtain better agreement with experiment in the framework of the Townes-Dailey method, as done recently by WHITE and DRAGO⁸, but we have not pursued this further.

This work was supported by a Grant-In-Aid from the U.S. Public Health Service, Research Grant GM 12082-05 from the National Institute of General Medical Sciences.

⁸ W. D. WHITE and R. S. DRAGO, *J. Chem. Phys.* **52**, 4717 [1970].

pion as a sphere of equivalent radius R_π uniformly charged with strong interaction of range zero. The nucleus is considered as a uniform sphere of radius R_N where R_N is the equivalent electromagnetic radius⁶. The probability of finding the pion center of mass at a (small) distance r from the center of mass of the nucleus is, for $l > 0$, approximately given by

$$P = a r^{2l+2}$$

where a is a constant and l is the orbital quantum number (for s states the distortion of the pion wave function by the nuclear potential is too large). If the center of mass of the pion is well inside the nucleus, at $r \leq R_N - R_\pi$, the pion finite size has almost no effect on the properties of the π -mesic level (the change in electromagnetic finite size effect is very small). The same is true for $r \geq R_N + R_\pi$. In the region of $R_N - R_\pi < r < R_N + R_\pi$, however, there is an effect which always yields a net increase in the π -nucleus interaction compared with the case $R_\pi = 0$. In the approximation $R_\pi \ll R_N$ the effect of the relative interaction change is easily calculated and equals approximately the changes in nuclear shift and width:

$$\frac{\Delta V}{V_0} \approx \frac{\Delta S}{S_0} \approx \frac{\Delta I}{I_0} \approx \frac{2l+3}{8} \cdot \frac{R_\pi}{R_N} \quad (1)$$

¹ M. ERICSON and T. E. O. ERICSON, *Ann. Phys. (N. Y.)* **36**, 323 [1966].

² G. BACKENSTOSS, S. CHARALAMBUS, H. DANIEL, H. KOCH, M. KRELL, G. POELZ, H. SCHMITT, and L. TAUSCHER, *Physics of the one- and two-electron atoms*, p. 479, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1969; CERN-Heidelberg-Karlsruhe-Munich-group, to be published.

³ M. KRELL and T. E. O. ERICSON, *Nucl. Phys.* **B 11**, 521 [1969].

⁴ D. A. JENKINS, R. J. POWERS, and A. R. KUNSELMAN, *Phys. Rev. C* **1**, 2050 [1970].

⁵ C. MISTRETTA, D. IMRIE, J. A. APPEL, R. BUDNITZ, L. CARROLL, M. GOTEIN, K. HANSON, and R. WILSON, *Phys. Rev. Letters* **20**, 1523 [1968].

⁶ H. R. COLLARD, L. R. ELTON, and R. HOFSTADTER, *Landolt-Börnstein, New Series, I, Vol. 1, Nuclear Radii*, Springer-Verlag, Berlin 1967.



where $\Delta V = V_f - V_0$ is the difference in the interaction potential V_f with finite R_π and V_0 with vanishing R_π , and correspondingly are $\Delta S/S_0$ and $\Delta \Gamma/\Gamma_0$ the relative changes in the nuclear level shift and width, respectively.

The corrections $\Delta S/S_0$ and $\Delta \Gamma/\Gamma_0$, Eq. (1), turn out to be fairly small (e. g. 13 per cent in the case of the 2p level of Mn with $R_\pi = 1.03$ f and $R_N = 4.80$ f).

Moreover they do not very strongly depend on the individual levels if levels with observed shifts and widths²⁻⁴ are considered. Hence they may be neglected as long as one treats the optical-model parameters as adjustable numbers only. For precise work, however, the pion finite size has to be properly taken into account. The corrections Eq. (1) will then probably not be accurate enough.

Stabilisation der Emission eines Riesenimpuls-lasers gegen Kurzzeitschwankungen durch eine nichtlineare Resonatorämpfung

G. ZEIDLER

Forschungslaboratorien der Siemens AG, München

(Z. Naturforsch. 25 a, 1511—1512 [1970]; eingegangen am 31. Juli 1970)

Die bei Riesenimpuls Lasern auftretenden Kurzzeitschwankungen im Subnanosekundenbereich werden mit Hilfe einer in den Resonator eingebrachten Farbstoffzelle mit Zwei-Photonenabsorption herausgedämpft, so daß ein glatter Zeitverlauf der Emission entsteht.

Bringt man ein nichtlineares optisches Bauteil, dessen Transmission mit steigender Lichtleistung sinkt, in einen Laserresonator, so wird dadurch der Zeitverlauf der Emission wesentlich geändert. Bisher wurde mit dieser Methode einerseits eine teilweise Stabilisation der Relaxationsschwingungen „Spikes“ von Festkörperlaser erreicht¹, andererseits konnten damit Riesenimpulse wesentlich in ihrer Dauer verlängert werden²⁻⁵.

In dieser Arbeit wird nachgewiesen, daß mit dieser Methode auch die im Subnanosekundenbereich auftretenden Kurzzeitschwankungen in der Emission von Riesenimpuls Lasern verhindert werden können und somit ein glatter Zeitverlauf erreicht wird.

Bei Festkörperlaserimpuls Lasern ohne Modenselektion sind in der Emission Kurzzeitschwankungen beobachtbar, die z. Tl. einen chaotischen Zeitverlauf aufweisen^{6,7}, z. Tl. auf Grund einer Selbstsynchronisation der Phasen der einzelnen Moden aus einer Impulsfolge mit der Resonatorumlaufzeit als Periodendauer bestehen^{8,9}. Wir haben diese Subnanosekundenstruktur bei YAG:Nd³⁺-Riesenimpuls Lasern analysiert und deren Beeinflussbarkeit durch optische Resonatorbauteile mit nichtlinearer Übertragungscharakteristik untersucht. Bekanntlich werden durch sättigbare Absorber mit kurzer Relaxationszeit die Resonatormoden miteinander ver-

koppelt, die Entstehung einer Subnanosekundenstruktur wird begünstigt⁹. Dies ist plausibel, da diese sättigbaren Absorptionszellen auf Grund ihres nichtlinearen Transmissionsverhaltens (Amplitudenexpansion) kurze Impulsspitzen weniger stark dämpfen als breite und niedrige Impulse gleicher Energie, so daß sich im Resonator bevorzugt eine inhomogene Quantenverteilung ausbildet, die sich mit jedem Umlauf weiter verschärft und so zu der für Modenkopplung typischen Emissionsform führt. Dieses Verhalten wurde von uns bei YAG:Nd³⁺-Lasern mit dem Farbstoff Eastman Solution 9740 nachgeprüft.

Umgekehrt ist zu erwarten, daß ein nichtlineares Glied im Resonator mit Begrenzereigenschaft (Amplitudenkompression) die Kurzzeitstruktur unterdrückt und zu einem glatten Zeitverlauf führt.

Optische Übertragungsglieder dieser Art haben bei höherer Spitzenleistung eine größere Dämpfung als bei niedrigeren Leistungspegeln, so daß im Resonator lange, niedrige Impulse bevorzugt werden und Kurzzeitschwankungen mit überhöhter Spitzenleistung bei jedem Umlauf im optischen Resonator abgeflacht werden, was einer Verschmälerung des Emissionsspektrums entspricht. In unseren Experimenten benutzten wir als Begrenzer organische Farbstofflösungen mit 2-Photonenabsorption bei $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$, insbesondere Rhodamin B in Äthanol oder in Plexiglas. Der Riesenimpuls Laser wurde wie in¹⁰ mit einer Folgefrequenz von 50 Hz betrieben und die Emission mit einer Photodiode und einem schnellen Oszillograph mit einer Gesamtanstiegszeit von 0,5 ns beobachtet. Die durch Selbstsynchronisation der einzelnen Moden spontan auftretende Kurzzeitstruktur (Abb. 1 a) wird durch die 2-Photonenabsorption, abhängig von der Farbstoffkonzentration verhindert (Abb. 1 b, c), die Emission wird stabilisiert, wobei die Impulsenergie nur geringfügig abnimmt. Bei weiter erhöhter Farbstoffkonzentration wurde eine Verlängerung der Riesenimpulse mit einer Verminderung der Emissionsenergie beobachtet. Bei den Experimenten wurde darauf geachtet, daß die keilige Farbstoff-

Sonderdruckanforderungen an Dr. G. ZEIDLER, Siemens AG, Zentrale Forschung und Entwicklung FL 82, D-8000 München 25, Postfach 700.

¹ R. H. PANTELL u. J. WARSZAWSKI, Appl. Phys. Letters 11, 213 [1967].

² J. SCHWARTZ, C. S. NAIMAN u. R. K. CHANG, Appl. Phys. Letters 11, 242 [1967].

³ V. A. ALESHKEVICH, V. V. ARSENEV, V. S. DNEPROVSKII u. D. N. KLYSHKO, JETP Letters 9, 123 [1969].

⁴ L. M. LISITSYN, JETP Letters 9, 165 [1969].

⁵ A. HORDVIK, IEEE J. QE-6, 199 [1970].

⁶ V. S. LETOKHOV, Sov. Phys. JETP 28, 1026 [1969].

⁷ A. A. GRÜTTER, H. P. WEBER u. R. DÄNDLIKER, Phys. Rev. 185, 629 [1969].

⁸ H. W. MOCKER u. R. J. COLLINS, Appl. Phys. Letters 7, 270 [1965].

⁹ A. J. DE MARIA, D. A. STETSER u. H. HEYNAU, Appl. Phys. Letters 8, 174 [1966].

¹⁰ U. DESERNO u. G. ZEIDLER, MOGA 1968 in Hamburg und Nachrichtentechn. Fachberichte 35, 663 [1968].